

Untersuchung der Reaktion  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})\ ^{13}\text{C}$   
mit tensorpolarisierten Deuteronen

zur Erlangung des Doktorgrades  
von Wolfgang Drenckhahn  
aus Ansbach



Untersuchung der Reaktion  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$   
mit tensorpolarisierten Deuteronen

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen  
der Friedrich-Alexander-Universität  
Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Wolfgang Drenckhahn

aus Ansbach



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen  
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 9.2.1977

|                                        |                        |
|----------------------------------------|------------------------|
| Vorsitzender der Promotionskommission: | Prof. Dr. E. Schweizer |
| Erstberichterstatter:                  | Prof. Dr. E. Finckh    |
| Zweitberichterstatter:                 | Prof. Dr. A. Hofmann   |



## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Messung der Tensoranalysierstärken der Reaktion  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ , sowie die Analyse der Meßwerte mit Hilfe der DWBA-Theorie unter Berücksichtigung des Deuteron D-Zustandes.

Die Tensorkomponenten  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  der Analysierstärken wurden für die Winkelbereiche  $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ - 75^\circ$  und  $105^\circ - 165^\circ$  in  $5^\circ$  Schritten bei 6 Einschußenergien zwischen 9.0 und 11.0 MeV mit dem tensorpolarisierten Deuteronenstrahl der Erlanger Lambshift Quelle in einer  $4\pi$ -Streukammer gemessen. Für die Vorwärtswinkel lagen für die  $T_{20}$ - und  $T_{22}$ -Komponente bei  $E_d = 12.3$  MeV Messungen aus Birmingham (Johnson 1973) vor.

Die Strahlpolarisation wurde mit Hilfe der Reaktion  $^3\text{He}(\text{d},\text{p})^4\text{He}$  unter  $\theta = 0^\circ$  bestimmt. Die Tensorpolarisation des Strahls betrug während der Messung ( $69,3 \pm 3,0$  %) des theoretischen Wertes, der Vektoranteil war kleiner als 4 %.

Die Analyse der Daten erfolgte mit einem DWBA-Code (Harvey 1970), in dem der D-Zustand des Deuterons in der von Johnson und Santos (1971) vorgeschlagenen lokalen Energienäherung berücksichtigt wird.

Obwohl der Kohlenstoff im untersuchten Energiebereich für eine DWBA-Analyse ein problematischer Kern ist, zeigte es sich, daß wenigstens unter Vorwärtswinkeln der Wirkungsquerschnitt, die Vektor- und Tensoranalysierstärken durch einen einzigen Parametersatz des optischen Modells gut beschrieben werden kann, wenn der D-Zustand berücksichtigt wird. Dieser Parametersatz ist im wesentlichen durch ein stark geändertes Spin-Bahn Potential,  $V_{\text{SO}} = 19$  MeV gekennzeichnet.



## Inhalt:

Seite

|                      |                                                                  |    |
|----------------------|------------------------------------------------------------------|----|
| I.                   | Einführung                                                       | 1  |
| II.                  | Grundlagen für ein Experiment mit tensorpolarisierten Deuteronen | 4  |
|                      | 1. Beschreibung von Polarisationszuständen                       | 4  |
|                      | 2. Der polarisierte Deuteronenstrahl                             | 6  |
|                      | 3. Der "polarisierte" Wirkungsquerschnitt                        | 11 |
|                      | 4. Die Meßgröße Tensoranalysierstärke                            | 12 |
| III.                 | Das Experiment                                                   | 17 |
|                      | 1. Messung der Strahlpolarisation                                | 17 |
|                      | 2. Orientierung der Spinalignmentachse                           | 18 |
|                      | 3. Messung der Tensoranalysierstärken                            | 20 |
|                      | 4. Ergebnisse und Fehlerdiskussion                               | 24 |
| IV.                  | Grundlagen der Analyse                                           | 32 |
|                      | 1. Die DWBA-Theorie                                              | 32 |
|                      | 2. Die lokale Energienäherung                                    | 34 |
|                      | 3. Der Parameter $D_2$ und die Deuteronenwellenfunktion          | 37 |
|                      | 4. Das Programm DWCODE                                           | 39 |
| V.                   | Ergebnisse                                                       | 41 |
|                      | 1. "Direkter" Teil von $T_{20}$ , $T_{21}$ , $T_{22}$            | 41 |
|                      | 2. Die optischen Potentiale                                      | 43 |
|                      | 3. Vergleich der DWBA-Rechnungen mit den experimentellen Daten   | 46 |
|                      | 4. Schlußbemerkung                                               | 52 |
| Anhang:              | Numerische Werte der Messungen                                   | 53 |
| Literaturverzeichnis |                                                                  | 61 |



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41546214\\_0067](https://archive.org/details/IA41546214_0067)

## I. Einführung

Bei der Messung von Kernreaktionen mit polarisierten Deuteronen gewinnt man als weitere unabhängige Meßgrößen die Vektoranalysierstärke  $iT_{11}$  und die Tensoranalysierstärken  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$ .

Im Gegensatz zu den einfachen Oszillationen der Vektoranalysierstärke haben die Tensoranalysierstärken eine kompliziertere Winkelabhängigkeit. Dies ist für die Reaktion  $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$  (Kocher 1972, Rohrig 1973) in Abbildung 1 dargestellt. Obwohl in diesem Fall die Voraussetzungen für die DWBA - Theorie recht gut erfüllt sind, versagen bei der Beschreibung der Tensoranalysierstärken (Abb. 1b, gestrichelte Kurve) die DWBA - Rechnungen, die für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke noch eine gute Übereinstimmung zeigen (Abb. 1a). Berücksichtigt man in der DWBA - Theorie den Beitrag des D - Zustandes in der Deuteronwellenfunktion, so erreicht man eine wesentliche Verbesserung der Beschreibung der Tensoranalysierstärken (Abb. 1b, durchgezogene Kurve), da über den D - Zustand weitere Bahndrehimpulse zur Reaktionsamplitude beitragen.

Es ist nicht geklärt, ob die verbliebenen Diskrepanzen zwischen Rechnungen und Messungen von den Näherungen kommen, die man vornimmt, um den D - Zustand zu berücksichtigen oder von nicht korrekten optischen Modellparametern hervorgerufen werden oder schließlich eine grundlegende Abweichung der Theorie aufzeigen. Vielleicht erhält man bessere Übereinstimmung bei Berücksichtigung von gekoppelten Kanälen oder eines Tensorterms im optischen Potential. Bisher stehen noch keine entsprechenden Rechenprogramme zur Verfügung.

Mit dieser Arbeit sollten die experimentellen Grundlagen für die Messung von Tensoranalysierstärken geschaffen werden. Dazu wurden die Winkelverteilungen der Tensoranalysierstärken  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  bei mehreren Deuteronenenergien zwischen 9.0 und 11.0 MeV mit dem tensorpolarisierten Strahl der Erlanger Lamb-Shift Quelle gemessen.

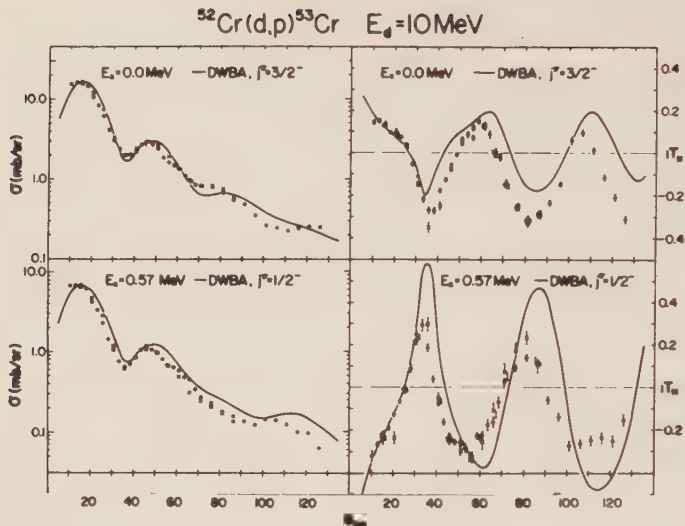


Abb. 1a: Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke der Reaktion  $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$ . Aus Kocher 1972.

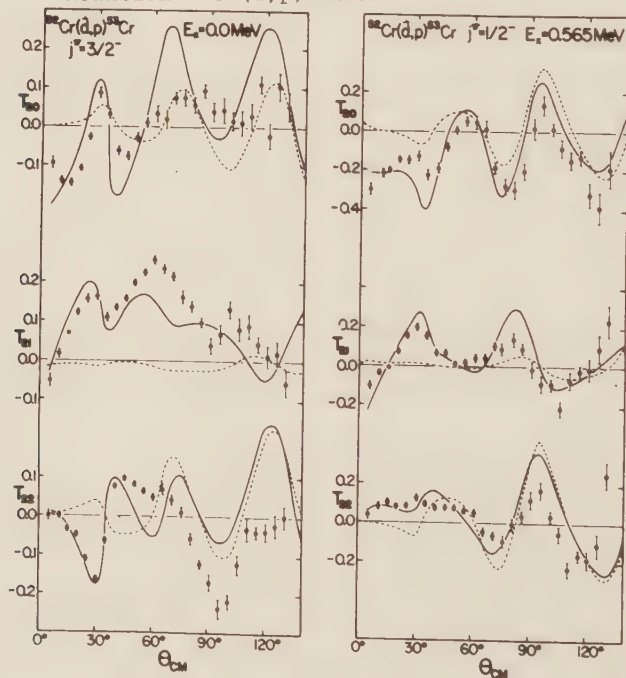


Abb. 1b: Die Tensoranalysierstärken  $T_{20}, T_{21}, T_{22}$  der Reaktion  $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$ . Aus Rohrig 1973.

Kohlenstoff wurde als Target gewählt, da für die Vorwärtswinkel bei  $E_d = 12.3$  MeV Messungen der Birmingham Gruppe für  $T_{20}$  und  $T_{22}$  vorlagen (Johnson 1973).

Außerdem sollte das DWBA - Programm "DWCODE", in dem der D - Zustand des Deuterons berücksichtigt wird, am Erlanger Rechenzentrum in Betrieb genommen werden. Mit diesem Programm sollte eine vollständige Analyse der Meßwerte gegeben werden, soweit dies bei dem Targetkern Kohlenstoff möglich ist.

## II. Grundlagen für ein Experiment mit tensorpolarisierten Deuteronen

Die Formeln für Wirkungsquerschnitte von Prozessen, die durch polarisierte Strahlen hervorgerufen werden, und die Parameter, die man für die Beschreibung von polarisierten Teilchenstrahlen benützt, sind in vielen Veröffentlichungen dargestellt worden (z. B. Schwandt 1968, Darden 1970, König 1970, Fick 1971, Haeberli 1974a, Simonius 1974).

Dabei werden häufig von den verschiedenen Autoren unterschiedliche Bezeichnungen für die Beschreibung der Polarisationszustände des Strahls, der Spindrehwinkel und der Analysierstärken verwendet. In diesem Abschnitt wird deshalb der Formalismus für die Beschreibung von Kernreaktionen, die von polarisierten Deuteronen induziert werden, kurz wiederholt. Es werden dabei die Notation, die Nomenklatur und die Koordinatensysteme verwendet, wie sie in der Madison Konvention (Barschall 1970) vorgeschlagen wurden.

Am Ende dieses Kapitels soll eine Interpretation der Meßgrößen  $T_{20}$ ,  $T_{21}$  und  $T_{22}$  gegeben werden.

### 1. Beschreibung von Polarisationszuständen

Ein teilweise polarisierter Strahl setzt sich aus einer großen Anzahl von Teilchen in verschiedenen Polarisationszuständen zusammen. Ähnlich wie eine Ladungsverteilung vollständig durch die Angabe des kompletten Satzes von Multipolmomenten beschrieben wird, kann ein Spinsystem durch die Angabe seiner Spinmomente gekennzeichnet werden. Eine Ladungsverteilung kann, je nach ihrer Symmetrie, sehr viele Multipolmomente haben, für ein Spinsystem mit Spin-1 Teilchen braucht man nur die Momente bis einschließlich zum  $2^{2I}_{-Pol}$ .

Für Deuteronen sind die Polarisationsparameter bestimmte Erwartungswerte des Spin-1 Operators  $\underline{S}$ . Man kann sie auf zwei verschiedene Arten definieren: einmal im kartesischen Koordinatensystem, die "kartesischen Tensormomente"  $P_i, P_{ij}$  (Goldfarb 1958) und zum anderen im sphärischen Koordinatensystem, die "sphärischen Tensormomente"  $t_{kq}$  (Lakin 1955). Beide Definitionen sind in Gebrauch. In dieser Arbeit sollen jedoch nur die sphärischen Tensormomente verwendet werden, da sie gegenüber den kartesischen Tensormomenten einfachere Transformationseigenschaften bei einer Drehung des Koordinatensystems haben.

Die Spintensormomente  $t_{kq}$  haben für Teilchen mit Spin I k-Werte zwischen Null und 2 I, wobei  $|q| \leq k$ . Wegen der allgemein gültigen Beziehung für sphärische Tensoren

$$t_{k-q} = (-1)^q t_{kq}^* \quad (1)$$

können im Folgenden die  $t_{kq}$  mit negativem q unberücksichtigt bleiben. Die Tensormomente werden mit den kartesischen Komponenten des Spinoperators in einem rechtshändigen Koordinatensystem (X, Y, Z) wie folgt definiert (Barschall 1970)

|                                                         |              |
|---------------------------------------------------------|--------------|
| $t_{00} = 1$                                            | Intensität   |
| $t_{10} = \sqrt{3/2} S_Z$                               | Vektor-      |
| $t_{11} = -3/2 (S_X + i S_Y)$                           | polarisation |
| $t_{20} = 1/2 (3 S_Z^2 - 2)$                            | (2)          |
| $t_{21} = -3/2 ((S_X + i S_Y) S_Z + S_Z (S_X + i S_Y))$ | Tensor-      |
| $t_{22} = 3/2 (S_X + i S_Y)^2$                          | polarisation |

Ein System von Teilchen heißt vektorpolarisiert, wenn die  $t_{1q}$  ungleich Null sind; es heißt tensorpolarisiert, wenn die  $t_{2q}$  ungleich Null sind. Der Fall, in dem alle Momente vorkommen, wird oft als gemischt polarisiert bezeichnet.

Für die Veranschaulichung dieser Polarisationsparameter ist es sinnvoll, die Analogie zwischen ihnen und den Multipolmomenten einer statischen Ladungsverteilung zu verwenden (Darden 1967). Die Intensität  $t_{00}$  des Systems ist demnach analog dem Monopol oder der totalen Ladung. Die Komponenten der Vektorpolarisation  $t_{1q}$  haben ihr Gegenstück im Dipolmoment  $p_i$ , während die Tensorkomponenten  $t_{2q}$  analog zu den Quadrupolmomenten  $Q_{ij}$  der Ladungsverteilung sind. Die Analogien sind in Abb. 1 dargestellt.

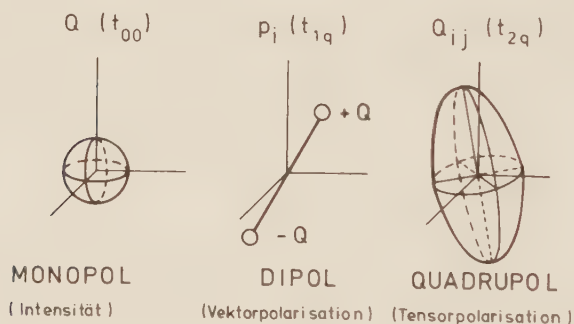


Abb. 1: Die Multipolmomente einfacher elektrischer Ladungsverteilungen sind analog den Spinsystemen eines Systems mit Spin-1 Teilchen

## 2. Der polarisierte Deuteronenstrahl

Für einen Deuteronenstrahl aus einer polarisierten Ionenquelle vereinfacht sich obige Beschreibung der Polarisationszustände, da in diesem Fall eine Achsialsymmetrie vorliegt. Die Symmetrieachse  $\underline{s}$  wird dort durch die Richtung des Magnetfeldes im Ionisierer festgelegt. Die Deuteronen haben 3 Möglichkeiten, sich zu dieser Symmetrieachse einzustellen, und zwar nach den magnetischen Unter-

zuständen  $m_I = +1, 0, -1$ . Ein polarisierter Deuteronenstrahl wird also durch die relativen Besetzungszahlen  $N_+$ ,  $N_0$ ,  $N_-$  in den entsprechenden Spinzuständen und der Angabe der Richtung der Quantisierungsachse vollständig beschrieben (Abb. 2). Die  $N_{+,0,-}$  werden auf die Gesamtzahl bezogen, so daß gilt:  $N_+ + N_0 + N_- = 1$ .

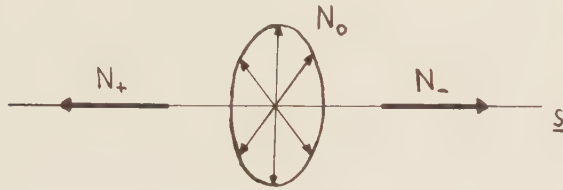


Abb. 2: Schematische Darstellung eines achsialsymmetrischen Spin-1 Systems. Die Symmetrieachse wird mit  $\underline{s}$  bezeichnet.

Die analogen Ladungsverteilungen dieser achsialsymmetrischen Zustände sind in Abb. 3 dargestellt. Der Dipol ist längs der Symmetrieachse  $\underline{s}$  orientiert und das Rotationsellipsoid ist symmetrisch um dieselbe Achse.

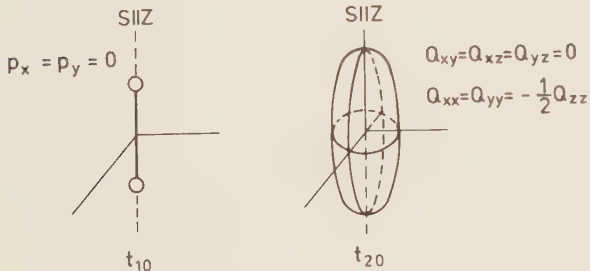


Abb. 3: Die den Spinmomenten eines achsialsymmetrischen Systems analogen Ladungsverteilungen

Ist diese Achse festgelegt, so genügen 2 Parameter, um das System zu beschreiben: die Vektorpolarisation  $t_{10}$  und die Tensorpolarisation  $t_{20}$ .

Bei Achsialsymmetrie findet man statt "Tensorpolarisation" auch oft die Bezeichnung "Alignment" und nennt die Symmetrieachse entsprechend Alignmentachse. Bezogen auf die Symmetrieachse  $\underline{s}$  des Spinsystems wollen wir im Folgenden die Polarisation mit  $\hat{t}$  statt  $t$  bezeichnen.

Bei der Erlanger Lamb-Shift Quelle (LSQ) ist die Spinsymmetrieachse  $\underline{s}$  parallel zur Flugrichtung des Strahls ausgerichtet (Feist 1976), d.h.  $\underline{s}$  ist parallel zur Z-Achse des Quellenkoordinatensystems (X, Y, Z). In dem polarisierten Deuteronenstrahl gibt es also  $N_+$ -Teilchen mit dem Erwartungswert  $S_z = 1$ ,  $N_-$ -Teilchen mit  $S_z = -1$  und  $N_0$ -Teilchen mit  $S_z = 0$ . Damit erhält man mit Gleichung (2) für die Vektorpolarisation des Strahls

$$\hat{t}_{10} = \sqrt{3/2} (N_+ - N_-) \quad (3)$$

und für die Tensorpolarisation (oder Alignment)

$$\hat{t}_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_+ + N_- - 2N_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 3N_0) \quad (4)$$

Verschwinden alle Momente zweiter Stufe ( $N_0 = 1/3$ ), so hat man einen rein vektorpolarisierten Strahl mit einem möglichen Maximum von

$$\hat{t}_{10, \max} = \sqrt{\frac{2}{3}} \quad (5)$$

Für den rein tensorpolarisierten Strahl ( $\hat{t}_{10} = 0$ ) erhält man

$$-\sqrt{2} \leq \hat{t}_{20} \leq \frac{1}{2} \sqrt{2} \quad (6)$$

Die untere Grenze entspricht dabei  $N_0 = 1$ , die obere Grenze  $N_+ = N_- = 1/2$ .

Diese Grenzen können mit der Erlanger LSQ nicht erreicht werden, da hier zur Polarisierungserzeugung ein Sona-Übergang benützt wird. Es wird dabei im Idealfall ein rein tensorpolarisierter Deuteronenstrahl mit  $N_+ = N_- = 1/6$  und  $N_0 = 2/3$  erzeugt, was einer maximalen Tensorpolarisation von  $\hat{t}_{20} = -\frac{1}{2} \sqrt{2}$  entspricht.

Die Spinsymmetrieachse des polarisierten Strahls kann der LSQ mit den spindrehenden Elementen (Wienfilter, Solenoid) in jede gewünschte Stellung ausgerichtet werden. Das Targetsystem (x, y, z) und die die Raumrichtung der Alignmentachse  $\underline{s}$  bestimmenden Winkel  $\beta$  und  $\phi$  sind aus Abb. 4 ersichtlich. In dem rechtshändigen Koordinatensystem zeigt

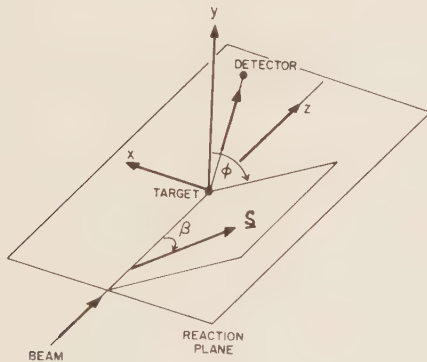


Abb. 4: Orientierung der Spinsymmetrieachse  $\underline{s}$  im Targetkoordinatensystem (x, y, z). Aus (Haeberli 1974a)

die positive z-Achse in Richtung des Impulses  $\underline{k}_{in}$  der einlaufenden Teilchen, die positive y-Achse ist parallel zu  $\underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$ , wobei  $\underline{k}_{out}$  der Impuls der auslaufenden Teilchen ist. Der Winkel  $\beta$  wird von der Spinalignmentachse  $\underline{s}$  und der z-Achse gebildet.  $\phi$  ist der Winkel zwischen der y-Achse und der Projektion von  $\underline{s}$  auf die (x, y)-Ebene und wird von einem Beobachter, der in Strahlrichtung blickt, im Uhrzeigersinn gezählt.

Die Strahlpolarisation  $t_{kq}$  im Targetsystem  $(x, y, z)$  kann als eine Funktion der Quellenparameter  $\hat{t}_{10}, \hat{t}_{20}$  ausgedrückt werden, indem man die Alignmentachse  $\underline{s}$  mit Hilfe der Euler Winkel  $(0, \beta, \frac{\pi}{2} - \phi)$  - siehe Abb. 4 - in die Richtung der z-Achse des Targetkoordinatensystems dreht.

$$t_{kq} = \sum_{q'} D_{qq'}^k(0, \beta, \frac{\pi}{2} - \phi) \hat{t}_{kq'} \quad (7)$$

$$= (-i)^k d_{0q}^k(\beta) e^{iq\phi} \hat{t}_{k0}$$

Die  $D_{qq'}^k$  sind dabei die Elemente der Drehmatrix,  $d_{0q}^k$  die reduzierten Drehmatrixelemente. Damit erhält man für die Parameter der Strahlpolarisation  $t_{kq}$  im Targetsystem.

$$t_{10} = \hat{t}_{10} \cos \beta$$

$$i t_{11} = \hat{t}_{10} \sqrt{1/2} \sin \beta e^{i\phi}$$

$$t_{20} = 1/2 \hat{t}_{20} (3 \cos \beta - 1)$$

$$t_{21} = -i \hat{t}_{20} \sqrt{3/2} \sin \beta \cos \beta e^{i\phi}$$

$$t_{22} = -\hat{t}_{20} \sqrt{3/8} \sin^2 \beta e^{2i\phi}$$
(8)

Eine Änderung der Strahlmomente  $t_{kq}$  kann mit der Erlanger LSQ nur erreicht werden, wenn man die Winkel  $\beta$  und  $\phi$  ändert, da es, wie oben beschrieben, mit dieser Anordnung nicht möglich ist, die Besetzungszahlen  $N_+$ ,  $N_0$ ,  $N_-$  und damit  $\hat{t}_{10}$  und  $\hat{t}_{20}$  zu ändern. Der Winkel  $\beta$  wird mit dem Wienfilter,  $\phi$  mit dem Solenoid eingestellt. Auf die Bestimmung von  $\beta$  und  $\phi$  wird im experimentellen Teil dieser Arbeit eingegangen.

### 3. Der "polarisierte" Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\theta)$  für eine Reaktion oder Streuung, die von einem polarisierten Strahl induziert wird, ist von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0(\theta)$  mit einem unpolarisierten Strahl verschieden. Wird die Kernreaktion durch polarisierte Deuteronen hervorgerufen, so kann  $\sigma(\theta)$  in Abhängigkeit von den Polarisationsparametern  $t_{kq}$  geschrieben werden zu (Haeberli 1974a)

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) \left[ 1 + 2i T_{11}(\theta) \operatorname{Re}(it_{11}) + T_{20}(\theta) t_{20} + \right. \\ \left. + 2 T_{21}(\theta) \operatorname{Re}(t_{21}) + 2 T_{22}(\theta) \operatorname{Re}(t_{22}) \right] \quad (9)$$

Dabei sind die Größen  $T_{kq}(\theta)$  die Analysierstärken der Reaktion:

$$\begin{array}{ll} i T_{11}(\theta) & \text{die Vektoranalysierstärke} \\ T_{20}(\theta), T_{21}(\theta), T_{22}(\theta) & \text{die Tensoranalysierstärke} \end{array}$$

Mit dem in Abbildung 4 vereinbarten Koordinatensystem gilt aus Paritätserhaltungsgründen (Lakin 1955)

- die Analysierstärken sind reell
- $T_{10} = 0$
- zu den Strahlkomponenten tragen nur die Realteile bei

Für den achsialsymmetrischen polarisierten Deuteronenstrahl ergaben sich damit die Strahlkomponenten zu

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(it_{11}) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{t}_{10} \sin \beta \cos \phi \\ t_{20} &= \frac{1}{2} \hat{t}_{20} (3 \cos^2 \beta - 1) \\ \operatorname{Re}(t_{21}) &= \sqrt{3/2} \hat{t}_{20} \sin \beta \cos \beta \sin \phi \\ \operatorname{Re}(t_{22}) &= -\sqrt{3/8} \hat{t}_{20} \sin^2 \beta \cos 2\phi \end{aligned} \quad (10)$$

Damit erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von den Quellenparametern  $\hat{t}_{10}$ ,  $\hat{t}_{20}$  und von der Spinalignmentrichtung  $\beta$ ,  $\phi$  aus den Gleichungen (9) und (10)

$$\begin{aligned} G(\theta) = G_0(\theta) \left[ 1 + \sqrt{2} \hat{t}_{10} i T_{11} \sin \beta \cos \phi + \frac{1}{2} \hat{t}_{20} T_{20} (3 \cos^2 \beta - 1) + \right. \\ \left. + \sqrt{6} \hat{t}_{20} T_{21} \sin \beta \cos \beta \sin \phi - \sqrt{3/2} \hat{t}_{20} T_{22} \sin^2 \beta \cos 2 \phi \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Die Analysierstärken  $T_{kq}$  werden nun bestimmt, indem man den Wirkungsquerschnitt für verschiedene Strahlmomente mißt. Für  $\beta = 0^\circ$  verschwinden bis auf  $T_{20}$  die anderen Komponenten der Analysierstärke, bei  $\beta = 45^\circ$  ist der Beitrag zu  $T_{21}$  maximal und für  $\beta = 90^\circ$  erhält man den größten Beitrag zu  $T_{22}$ . Hier hat auch  $T_{20}$  sein zweites relatives Maximum. Die  $\phi$ -Abhängigkeit der einzelnen Beiträge kann durch geeignete Stellung der Detektoren im Raum variiert werden. Die Messung der Tensoranalysierstärken mit den in Erlangen zur Verfügung stehenden Ausrüstungen wird im experimentellen Teil dieser Arbeit beschrieben.

#### 4. Die Meßgröße Tensoranalysierstärke

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, bei welchen Einstellungen der Spinachse die einzelnen Tensoranalysierstärken getrennt von den anderen gemessen werden können.

Zur Vereinfachung der folgenden Diskussion wird ein ausgerichtet (aligned) Deuteronenstrahl mit  $N_+ = N_- = 1/2$  vorausgesetzt.

Dieser Strahl ist rein tensorpolarisiert:  $\hat{t}_{20} = \frac{1}{2} \sqrt{2}$ ,  $\hat{t}_{10} = 0$ . Zum Nachweis der auslaufenden Teilchen soll ein Detektor in der positiven (x, z)-Ebene aufgestellt werden.

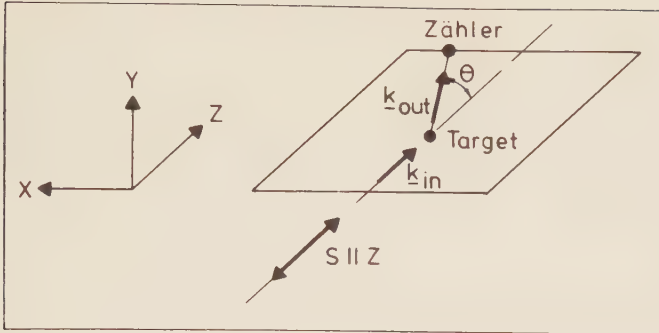


Abb. 5: Meßanordnung für  $T_{20}$

Zunächst wollen wir annehmen, daß der einlaufende Strahl in z-Richtung ausgerichtet ist ( $\beta = 0^\circ$ ) und wir mit der in Abb. 5 angegebenen Anordnung den polarisierten und den unpolarisierten Reaktionsquerschnitt  $\sigma_z$  und  $\sigma_o$  messen. Mit Gleichung (11) ergibt sich dann

$$T_{20}(\theta) = \sqrt{2} \frac{\sigma_z(\theta) - \sigma_o(\theta)}{\sigma_o(\theta)} \quad (12)$$

d.h. die Analysierstärke  $T_{20}$  gibt die Änderung des Reaktionswirkungsquerschnitts bezüglich dem ausgerichteten (tensorpolarisierten) und dem unpolarisierten Strahl wieder. Die Änderung wird relativ zum unpolarisierten Strahl gemessen. Da hier eine Asymmetrie zwischen polarisiertem und unpolarisiertem Strahl gemessen wird, kann die Analysierstärke  $T_{20}(\theta)$  für  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  einen Wert ungleich Null haben. Die Vektoranalysierstärke  $T_{11}$  und, wie wir unten sehen werden, die Tensoranalysierstärken  $T_{21}$  und  $T_{22}$  verschwinden dagegen bei diesen Winkeln.

Für die Bestimmung von  $T_{21}$  sind zwei unabhängige Messungen mit dem ausgerichteten Strahl notwendig.

Bei der ersten möge die Spinalignmentachse in der Reaktionsebene parallel zur Winkelhalbierenden  $x = z$  ( $\beta = 45^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$ ) ausgerichtet sein, bei der zweiten soll die Symmetrieachse in der Ebene um  $90^\circ$  gedreht sein ( $\beta = 135^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$ ). Die Meßanordnung für  $T_{21}$  ist in Abb. 6 gezeigt. Bei dieser Messung verschwinden die Beiträge zu  $T_{20}$  und  $T_{22}$ . Mit Gleichung (11) ergibt sich

$$T_{21}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\overline{\sigma}_{x=z}(\theta) - \overline{\sigma}_{x=-z}(\theta)}{\overline{\sigma}_0(\theta)} \quad (13)$$

Die Analysierstärke  $T_{21}$  ist demnach die Messung einer Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes, bei der die Alignmentachse in der Streuebene liegt und einen Winkel von  $+45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  zur Strahlrichtung einnimmt.  $T_{21}(\theta = 0^\circ \text{ bzw. } 180^\circ) = 0$ , da bei diesem Streuwinkel wegen  $y \parallel \underline{k}_{in} \times \underline{k}_{out}$  die Richtung der y- und x-Achse nicht mehr definiert sind und deshalb mit einem Zähler unter diesen Winkeln nicht unterschieden werden kann ob  $s \parallel x = z$  oder  $s \parallel x = -z$

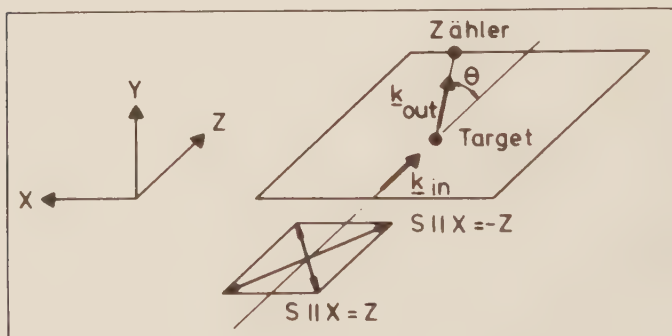


Abb. 6: Meßanordnung für  $T_{21}$

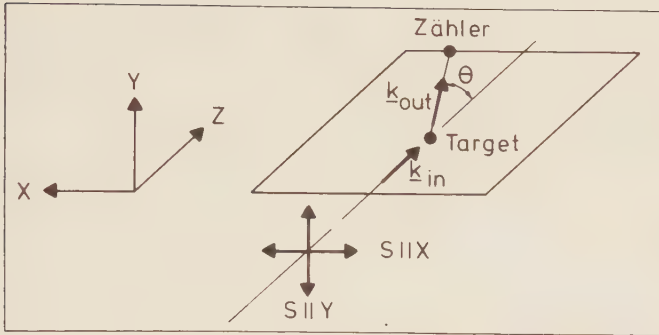


Abb. 7: Meßanordnung für  $T_{22}$

Die Meßanordnung für  $T_{22}$  ist in Abb. 7 gezeigt. Hierbei sind wiederum zwei Messungen mit dem ausgerichteten Strahl notwendig. Bei der einen zeigt die Symmetrieachse in Richtung der x-Achse ( $\beta = 90^\circ$ ,  $\phi = 90^\circ$ ), bei der zweiten in Richtung der y-Achse ( $\beta = 90^\circ$ ,  $\phi = 0^\circ$ ). Die Spinalignmentsachse wird somit in der (x,y)-Ebene um  $90^\circ$  gedreht. Mit Gleichung (11) ergibt sich

$$T_{22}(\theta) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\bar{\sigma}_x(\theta) - \bar{\sigma}_y(\theta)}{\bar{\sigma}_0(\theta)} \quad (14)$$

Die Analysierstärke  $T_{22}$  ist also eine Messung der Differenz der polarisierten Wirkungsquerschnitte, wobei die Alignmentsachse einmal entlang der x-Achse und zum anderen entlang der y-Achse gerichtet ist. Diese Asymmetrie wird relativ zum unpolarisierten Strahl gemessen. Für  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  verschwindet  $T_{22}$ . Dabei gelten die gleichen Symmetriebetrachtungen wie für  $T_{21}$ .

Damit kann eine einfache Interpretation der Meßgrößen Tensoranalysierstärke gegeben werden: Bei der Bestimmung der Tensoranalysierstärke handelt es sich um Messungen der Änderung des Reaktionswirkungsquerschnittes zwischen einem ausgerichteten und einem unpolarisierten Deuteronenstrahl ( $T_{20}$ ), bzw. um Messungen der Asymmetrien, die ein ausgerichteter

Strahl bei Drehung der Spinalignmentachse in einer Ebene um  $90^\circ$  erzeugt. Für die Bestimmung von  $T_{21}$  dreht man s dabei um die y-Achse und bei  $T_{22}$  hat man eine Drehung von s um die z-Achse des Targetkoordinatensystems.

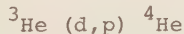
### III. Das Experiment

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der relative Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilungen der Tensoranalysierstärken  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  der Reaktion  $^{12}\text{C} (d,p) ^{13}\text{C}$  bei 6 Deuteronenenergien zwischen 9.0 und 11.0 MeV gemessen. Das Experiment wurde mit dem tensorpolarisierten Deuteronenstrahl der Lambshift-Quelle am Erlanger EN-Tandembeschleuniger durchgeführt. Neu für unser Labor ist die Messung von Tensoranalysierstärken, sowie die Bestimmung des Polarisationsgrades eines tensorpolarisierten Deuteronenstrahls. Im Folgenden soll über die Durchführung und die Ergebnisse dieses Experimentes, mit den in Erlangen zur Verfügung stehenden Ausrüstungen, berichtet werden.

#### 1. Messung der Strahlpolarisation

Die Erlanger LSQ liefert wegen des Sonaübergangs als Polarisationsseinheit einen Deuteronenstrahl mit einer theoretischen Tensorpolarisation  $\hat{t}_{20} = -\frac{1}{2}$  und  $\hat{t}_{10} = 0$ , wobei die Spinalignmentsachse in (oder entgegen) Flugrichtung zeigt. Infolge der endlichen Strahlausdehnung und der daraus resultierenden Randfelder im Strahl hat der tensorpolarisierte Deuteronenstrahl auch einen gewissen vektorpolarisierten Anteil.

Für die Messung der Tensorpolarisation wurde die Reaktion



gewählt (Gruebler 1971). Diese Reaktion zeigt über einen weiten Energiebereich neben einer großen, nahezu energieunabhängigen Analysierstärke  $T_{20}$  auch einen hohen Reaktionswirkungsquerschnitt. Da bei  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$  bis auf  $T_{20}$  alle Analysierstärken Null werden, eignet sich gerade dieser Winkel zur Bestimmung der Tensorpolarisation des Strahls. Mit Gleichung (11) erhält man für die Strahlpolarisation

$$\hat{t}_{20} = \left( \frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma_0(0^\circ)} - 1 \right) \frac{2}{T_{20}(3\cos^2 - 1)} \quad (15)$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich die Meßvorschrift für  $\hat{t}_{20}$ : Man bestimmt bei bekannten Winkel  $\beta$  das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte mit dem polarisierten und unpolarisierten Strahl.

Der vektorpolarisierte Anteil des Strahls wurde gleichzeitig mit Hilfe der Reaktion  $^{12}\text{C} (d,p) ^{13}\text{C}$  bei  $\theta = \pm 120^\circ$  gemessen.

Während der gesamten Meßzeit zu diesem Experiment betrug die Tensorpolarisation des Strahls im Mittel 69,3% vom theoretischen Wert, mit einer Polarisationschwankung von  $\pm 3\%$ . Der Vektoranteil war immer kleiner als 4%. Die Intensität des Strahls am Target war 10 - 20 nA.

Auf die experimentelle Anordnung der Polarisationsmessung soll hier nicht eingegangen werden. Sie ist in der Diplomarbeit von H. Löh (1976) ausführlich dargestellt.

Das Polarimeter ist zur Zeit noch in einer vom Experiment getrennten Streukammer untergebracht, so daß die Polarisationsmessung auch nur vom Experiment getrennt durchgeführt werden konnte. Wegen der guten Konstanz der Quelle wurde die Strahlpolarisation etwa alle 4 Stunden gemessen, innerhalb dieser Zeit wurde eine maximale Schwankung von  $\pm 2\%$  festgestellt.

## 2. Die Orientierung der Spinalignmentachse

Grundlage für ein Experiment mit polarisierten Teilchen ist die Kenntnis der Orientierung der Spinalignmentachse im Targetkoordinatensystem. Sie wird durch die Winkel  $\beta$  und  $\phi$  festgelegt. Diese Winkel können mit Hilfe der spindrehenden Elemente (Wienfilter, Solenoid) eingestellt werden.

Das longitudinale Magnetfeld des Solenoids wirkt dabei auf den Winkel  $\phi$ , d.h. es dreht die Alignmentachse  $\underline{s}$  um die z-Achse in

der (x,y)-Ebene. Die Einstellung dieses Winkels ist aus den Messungen mit dem vektorpolarisierten Deuteronenstrahl auf  $\pm 2^\circ$  bekannt. Er kann mit den vorhandenen Netzgeräten zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  variiert werden. Im Experiment war  $\phi = 90^\circ$ , d.h. die Spinsymmetrieachse lag in der (x,z)-Ebene des Targetkoordinatensystems.

In dem transversalen Magnetfeld des Wienfilters wird der Spin um die y-Achse in der (x,z)-Ebene um den Winkel  $\beta$  gedreht. Nach Gleichung (15) erwartet man für das Zählratenverhältnis  $N/N_0$  (polarisierter zu unpolarisierter Strahl) bei konstanter Tensorpolarisation eine  $(3\cos^2\beta - 1)$ -Abhängigkeit. Die Messung der Änderung dieses Zählratenverhältnisses in Abhängigkeit vom Strom durch das Wienfilter und damit von  $\beta$  ist in Abbildung 8 dargestellt.

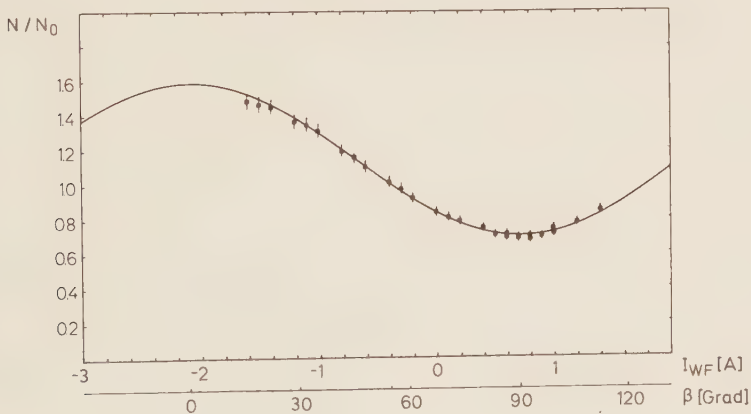


Abb. 8: Zählratenverhältnisse pol./unpol. Strahl in Abhängigkeit von der Einstellung des Wienfilters. Polarisationsrichtung "+". Aus Löh (1976)

Die durchgezogene Kurve ist eine Fitkurve. Aus dieser Messung konnte der Winkel  $\beta$  in Abhängigkeit vom Strom durch das Wienfilter auf  $\pm 2^\circ$  festgelegt werden.

Mit den derzeit vorhandenen Versorgungsgeräten des Wienfilters kann  $\beta$  nur in einem Bereich von  $15^\circ$  bis  $110^\circ$  variiert werden.

Man erreicht also noch nicht das relative Maximum bei  $\beta = 0^\circ$ .

Da in Gleichung 15 keine  $\phi$ -Abhängigkeit auftritt, sollte kein Unterschied im polarisierten Wirkungsquerschnitt sein, wenn die Spinsymmetrieachse um den Winkel  $\phi = 180^\circ$  durch Umpolen der polarisationsbestimmenden Magnetfelder in der Quelle gedreht wird. Bei den Messungen wurde jedoch eine unterschiedliche Polarisation für die beiden Spinstellungen festgestellt. Diese Unterschiede können, wie Nachmessungen zeigten, durch Überlagerung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes (etwa 0,2G) und des schwachen, die Orientierung der Spinalignmentachse bestimmenden Magnetfeldes im Argonkanal (etwa 1G) erklärt werden.

In der Polarisationsstellung "-" ist dann der Winkel  $\beta$  gegenüber der Polarisationsstellung "+" um  $-15^\circ \pm 3^\circ$  gegenüber der Stromskala in Abbildung 8 verschoben. Dieser Effekt wurde bei der Bestimmung der Analysierstärken in dieser Arbeit berücksichtigt.

### 3. Messung der Tensoranalysierstärken

Der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion, die von tensorpolarisierten Deuteronen induziert wird, hängt von dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt, der Strahlpolarisation und den Analysierstärken ab (Glg. 11). Dabei haben die Analysierstärken alle eine unterschiedliche Abhängigkeit von  $\beta$  und  $\phi$ . Zugängliche Meßgrößen sind der polarisierte und unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. Die einzelnen Analysierstärken kann man bei bekannter Strahlpolarisation und bekannten Winkeln  $\beta$  und  $\phi$  extrahieren. Im Prinzip können also die Analysierstärken mit einem Zähler, bei Variation von  $\beta$  und  $\phi$ , gemessen werden.

Zweckmäßiger ist es jedoch mit mehreren Detektoren, die bei einem Streuwinkel  $\theta$  im Raum aufgestellt sind, gleichzeitig bei mehreren Winkeln  $\phi$  zu messen. Bei diesem Experiment wurde deshalb mit 4 Detektoren gemessen, die links, rechts, oben und

unten angeordnet sind, bezogen auf einen Beobachter, der in Strahlrichtung blickt. Die Spinalignmentachse war dabei einmal entlang der x-Achse ( $\beta = 90^\circ$ ) - Spinstellung 1- und zum anderen entlang der Winkelhalbierenden  $x=z$  ( $\beta = 45^\circ$ ) - Spinstellung 2 - gerichtet. Die x-Achse ist durch das Koordinatensystem der Detektorstellung "links" festgelegt.

Da die Richtung der y-Achse durch  $K_{in} \times K_{out}$  bestimmt wird und der Zähler in positiven Quadranten der (x,z)-Ebene liegt (siehe Abb. 4) dreht sich das Targetkoordinatensystem (x,y,z) bei Detektoren, die in  $4\pi$ -Geometrie aufgestellt sind, um die z-Achse. Bei raumfester Spinrichtung ändert sich dann für jeden Zähler der Winkel  $\phi$  zwischen der y-Achse und der Projektion der Spinalignmentachse  $\underline{s}$  auf die (x,y)-Ebene. Der Zusammenhang zwischen der Stellung der Zähler im Raum, der Richtung der x- und y-Achse des Targetkoordinatensystems ist in Tabelle 1 für beide Spinstellungen dargestellt.

| Detektor-<br>stellung | Richtung<br>von |    | $\Phi$      |
|-----------------------|-----------------|----|-------------|
|                       | x               | y  |             |
| links (l)             | l               | ob | $270^\circ$ |
| rechts (r)            | r               | u  | $90^\circ$  |
| oben (ob)             | ob              | r  | $180^\circ$ |
| unten (u)             | u               | l  | $0^\circ$   |

Tabelle 1:

Zusammenhang zwischen  
Detektorstellung im Raum und  
 $\phi$ , wobei  $\underline{s}$  nach links zeigt.

Mit Gleichung (11) ergibt sich dann für die Analysierstärken bei Spinstellung 1 ( $\beta = 90^\circ$ ):

$$\begin{aligned}
 T_{20} &= -\frac{2}{\epsilon_{20}} \left[ X_l + X_r + X_{ob} + X_u - 4 \right] \\
 T_{22} &= \frac{1}{2\sqrt{6} \epsilon_{20}} \left[ (X_l + X_r) - (X_{ob} + X_u) \right] \\
 i T_{11} &= \frac{1}{2\sqrt{2} \epsilon_{10}} \left[ X_u - X_{ob} \right]
 \end{aligned} \tag{16}$$

bei Spinstellung 2 ( $\beta = 45^\circ$ ):

$$\begin{aligned} T_{20} &= \frac{1}{\epsilon_{20}} [X_1 + X_r + X_{ob} + X_u - 4] \\ T_{21} &= \frac{1}{\sqrt{6} \epsilon_{20}} [X_r - X_1] \\ T_{22} &= \frac{1}{\sqrt{6} \epsilon_{20}} [(X_1 + X_r) - (X_{ob} + X_u)] \\ iT_{11} &= \frac{1}{2 \epsilon_{10}} [X_u - X_{ob}] \end{aligned} \quad (17)$$

Dabei ist  $X_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{oi}}$  das Verhältnis polarisierter und unpolarisierter Wirkungsquerschnitte, mit  $i = 1, r, ob, u$ .

Die Messung der Tensoranalysierstärken wurde in einer, in den letzten Jahren fertiggestellten  $4\pi$ -Streukammer (Bittner 1974, Klier 1977) durchgeführt. In ihr können die Teilchendetektoren beliebig im Raum aufgestellt werden. Abb. 9 zeigt einen Blick in das Innere dieser Kammer. Der einlaufende Strahl kommt, wie im Bild angedeutet, von links oben und trifft auf das Target, um das in gleichen Abständen die Detektoren im Raum angeordnet sind. Vor den Zählern sind 10 cm lange Kollimatoren angebracht, um Teilchen die nicht vom Target kommen, abzuschirmen. Auf dem Targetrad können bis zu 8 Targets unterge-

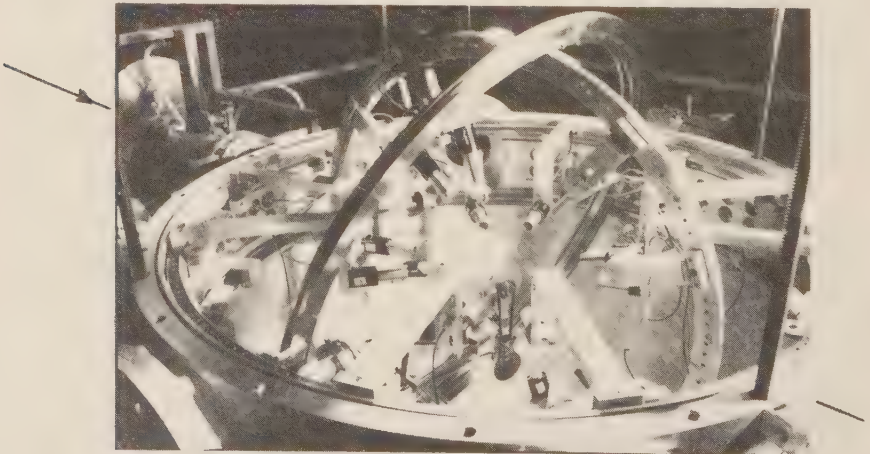


Abb. 9: Das Innere der  $4\pi$  - Streukammer

bracht werden und es kann in jede Richtung im Raum von außen gedreht werden. Der Faraday-Cup zur Messung der Intensität des Strahls befindet sich am Ausgang der Kammer.

Bei diesem Experiment wurden 16 Detektoren eingesetzt und zwar je 4 (links, rechts, oben und unten), die die Winkelbereiche

$$\begin{array}{ll} 15^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 45^\circ & 45^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 75^\circ \\ 105^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 135^\circ & 135^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 165^\circ \end{array}$$

erfaßten. Die Detektoren sind Siliziumoberflächensperrschichtzähler von etwa 2 mm Dicke, in denen Protonen mit etwa 10 MeV Energie gerade noch gestoppt werden können. Um sie vor Überlastung durch elastisch gestreute Deuteronen zu schützen und um die Protonen auf unter 10 MeV abzubremesen, waren vor den Zählern Folien aus Reinstaluminium angebracht. Die Foliendicke, die von den Zählern akzeptierten Raumwinkel und die entsprechende Winkelauflösung sind aus Tabelle 2 ersichtlich.

Tabelle 2:

| Winkelbereich<br>$\theta_{\text{lab}}$ | Raumwinkel<br>in msr | Winkelauflösung<br>in Grad | Stoppfoliendicke<br>in mm |
|----------------------------------------|----------------------|----------------------------|---------------------------|
| 15° - 45°                              | 3,75                 | $\pm 0,75$                 | 0,4                       |
| 45° - 75°                              | 5                    | $\pm 1,0$                  | 0,3                       |
| 105°-165°                              | 9,25                 | $\pm 1,85$                 | 0,2                       |

Die strahlbegrenzende, kreisförmige Blende hatte einen Durchmesser von 3 mm und war 1 m, die Antistreiblenke mit 5 mm Durchmesser war 0,6 m vom Target entfernt.

Das Target war eine Polyäthylenfolie von 15  $\mu$ m Dicke, was einem Energieverlust von 108 keV bei 10 MeV Deuteronen entspricht.

Die von den Detektoren kommenden verstärkten Signale liefen über ein 16-fach Routingsystem mit 2 ADC (Heil 1977) auf eine PDP 7, wo mit Hilfe eines Analysier- und Auswerteprogrammes AAS eine vorläufige Sofortauswertung der Messungen vorgenommen werden konnte. Die endgültige Auswertung wurde an einer PDP 15 durchgeführt, da sie bessere Auswertemöglichkeiten bietet.

#### 4. Ergebnisse und Fehlerdiskussion

Die Winkelverteilungen für die Tensoranalysierstärken  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  der Reaktion  $^{12}\text{C} (d,p) ^{13}\text{C}$  für die gemessenen Deuteronenenergien  $E_d = 9.0, 9.5, 10.0, 10.1, 10.85$  und  $11.0$  MeV sind in den Abbildungen 10, 11 und 12 dargestellt. Bei  $E_d = 10.5$  MeV wurden nur die Vorwärtswinkel für  $T_{20}$  gemessen (Abb. 10a). Die numerischen Werte dieser Messungen sind im Anhang der Arbeit aufgeführt. In Abb. 13 sind auch die Winkelverteilungen von  $T_{20}$  und  $T_{22}$  bei  $E_d = 12.3$  MeV dargestellt. Diese Messung wurde von der Birmingham-Gruppe durchgeführt (Karban 1976).

Die Tensoranalysierstärken zeigen bei allen gemessenen Energien unter Vorwärtswinkeln eine ähnliche Struktur, bei Rückwärtswinkeln treten dagegen starke Änderungen auf.

Die angegebenen Fehler der Meßpunkte wurden einerseits durch Berücksichtigung der möglichen Fehlerquellen abgeschätzt und zum anderen aus vier unabhängigen Messungen von  $T_{20}$  bei  $E_d = 11.0$  MeV bestimmt (Abb. 14). Beim zweiten Verfahren ergibt sich im Durchschnitt eine Abweichung vom Mittelwert der Meßpunkte von  $\pm 0.02$ . Diese Schwankung entspricht bei einem Wert der Analysierstärke von 0.4 einem Fehler von 5%.

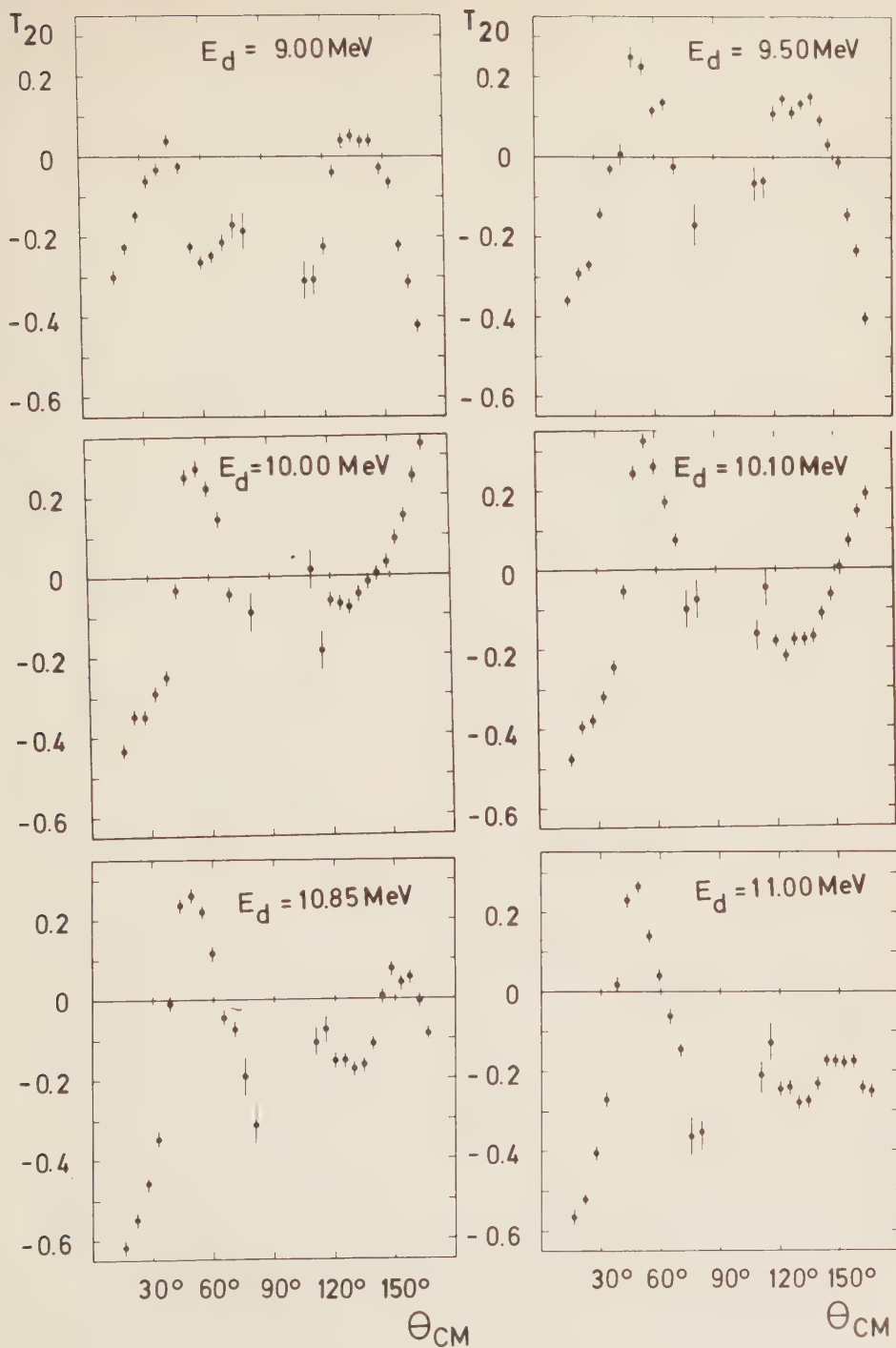


Abb. 10: Meßwerte für  $T_{20}$  der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

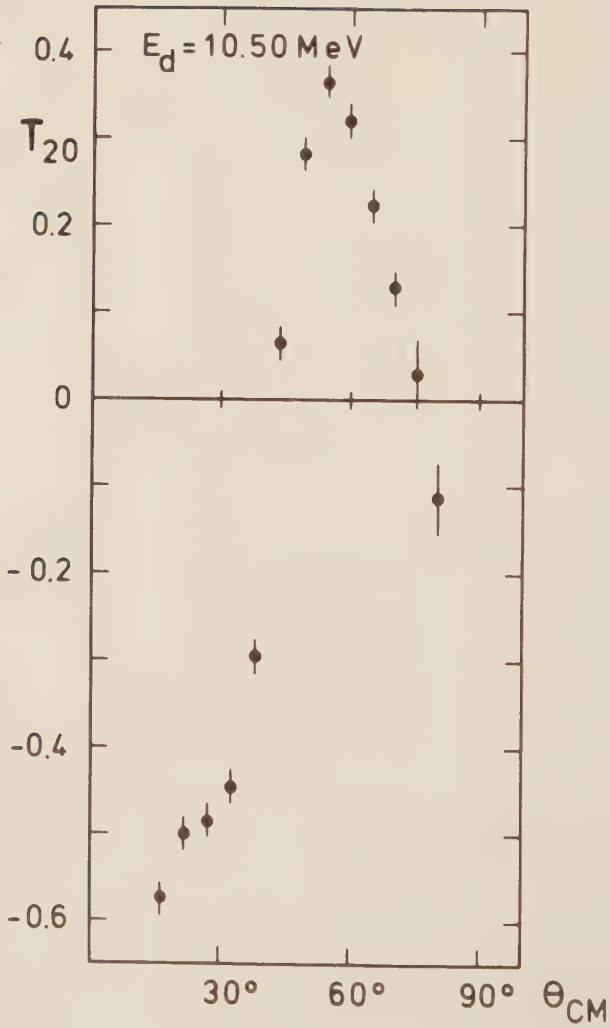


Abb. 10a: Meßwerte für  $T_{20}$  der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

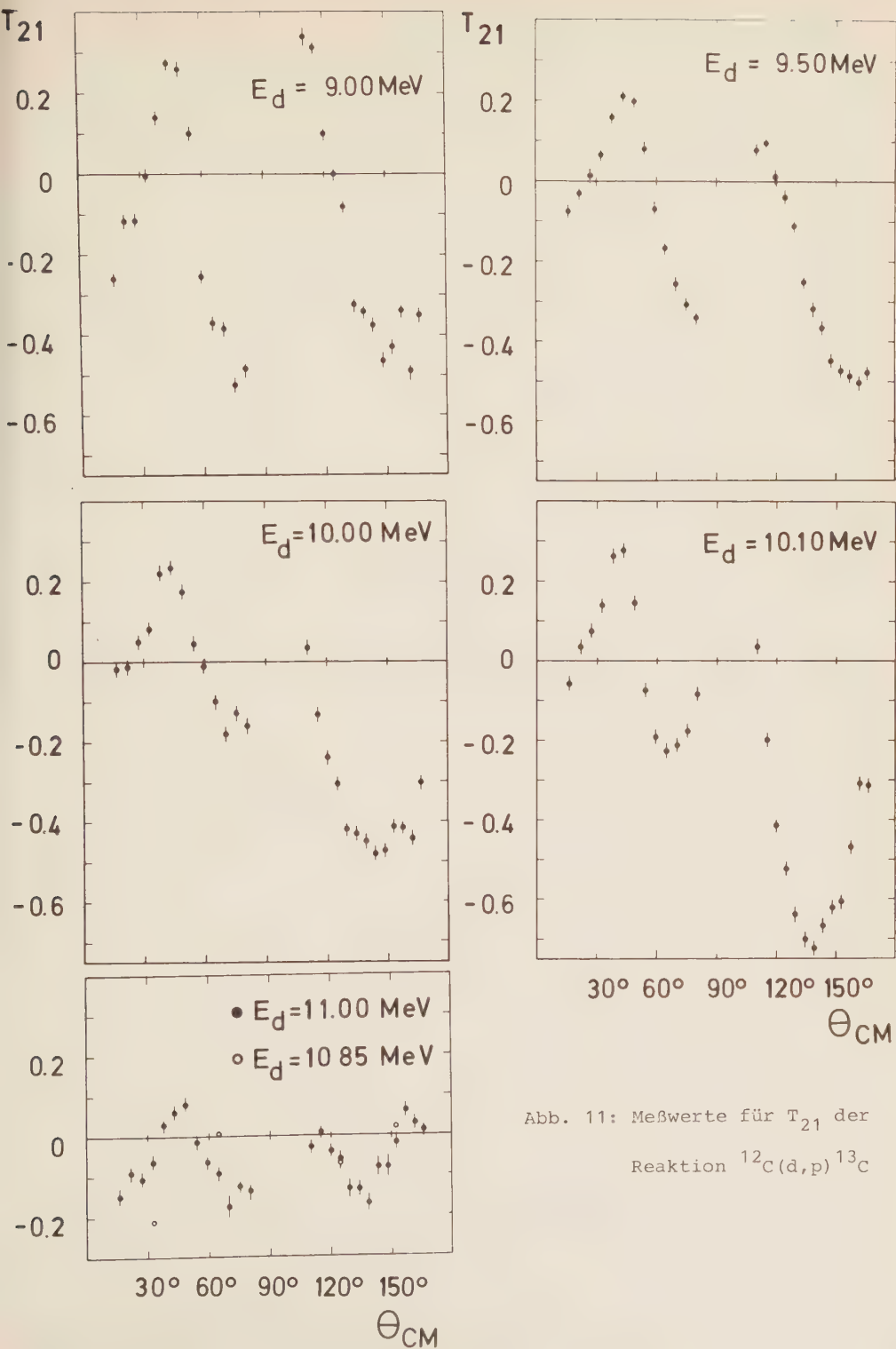


Abb. 11: Meßwerte für  $T_{21}$  der  
 Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

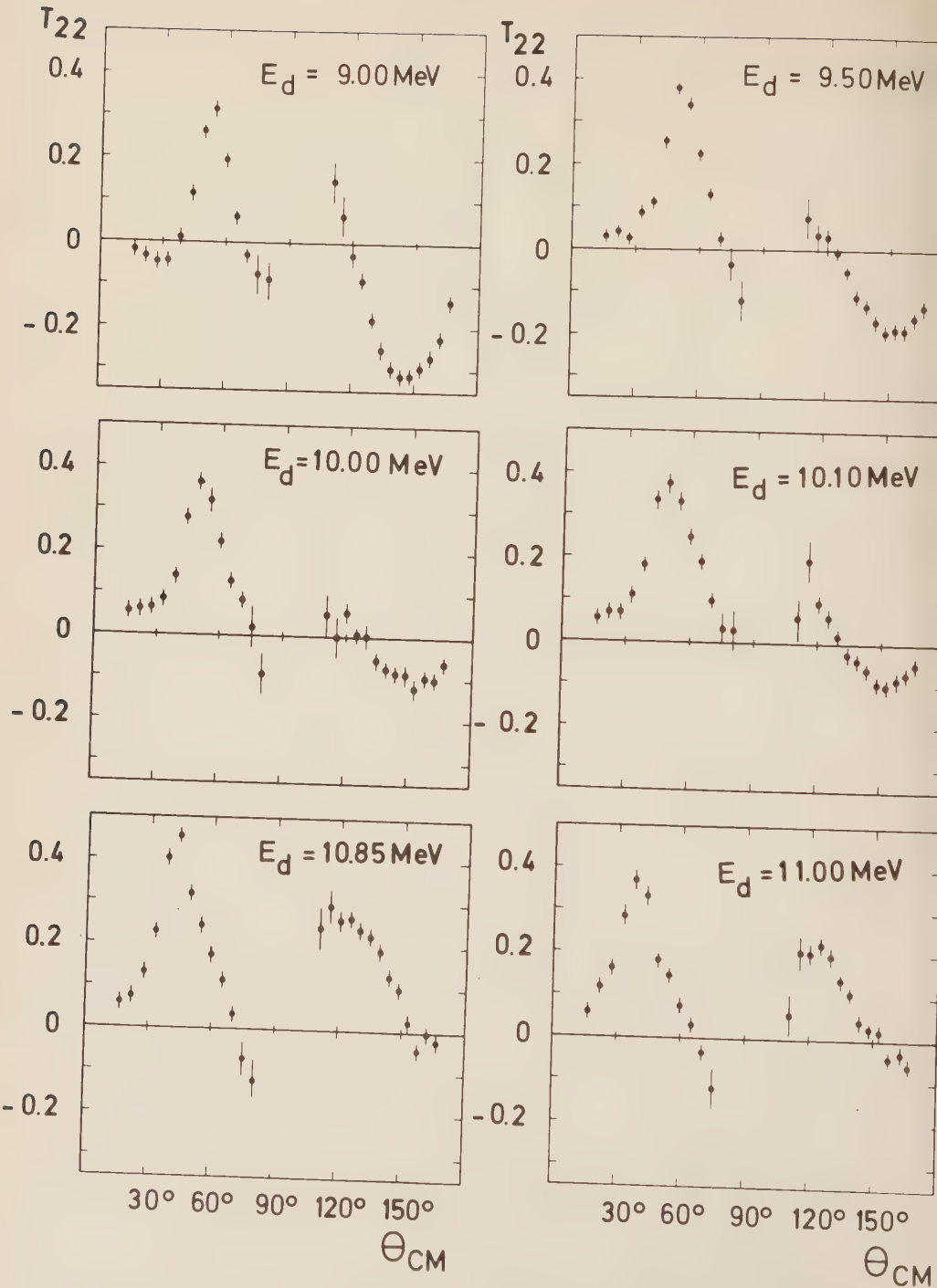


Abb. 12: Meßwerte für  $T_{22}$  der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$

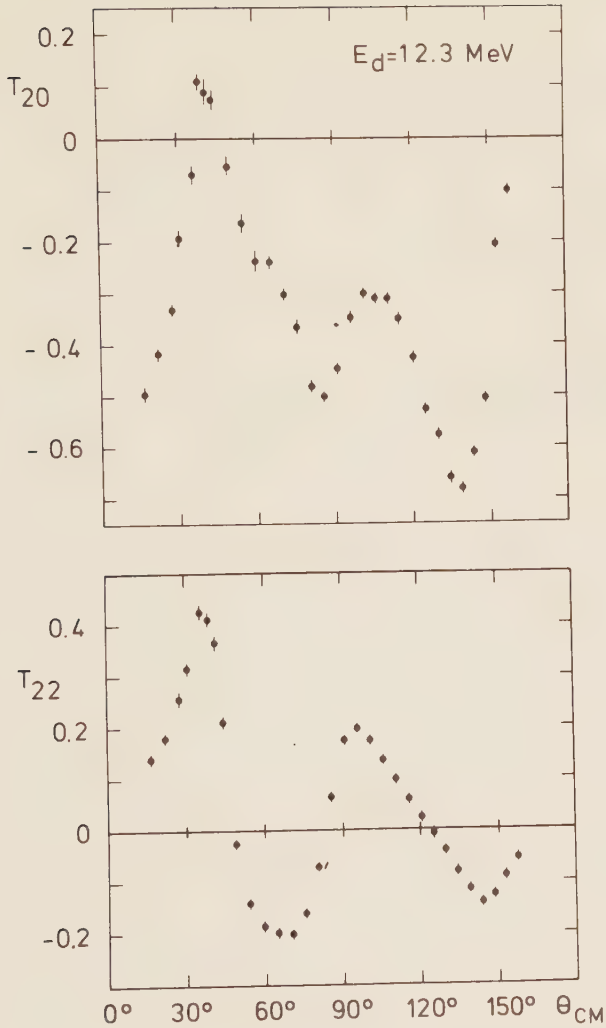


Abb. 13: Meßwerte der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}$  für  $T_{20}$  und  $T_{22}$

(Karban 1976)

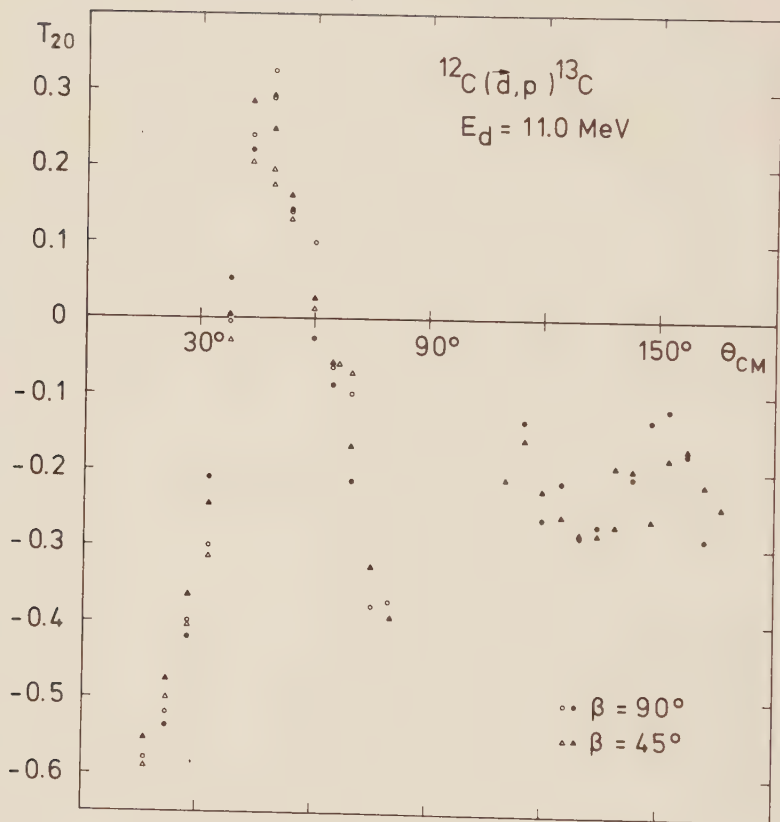


Abb. 14: 4 unabhängige Messungen von  $T_{20}$

Bei der Abschätzung des Fehlers der Analysierstärken gehen folgende Größen ein:

- die Winkel  $\beta$  und  $\phi$ , die experimentell auf  $\pm 2^\circ$  bestimmt sind
- die Polarisation des Strahls mit einer Unsicherheit von  $\pm 2\%$
- der statistische Fehler, der immer kleiner als 1% war
- das Peak zu Untergrundverhältnis, das im Mittel 1:0.05 war.

Berücksichtigt man, daß  $\beta$  und  $\phi$  bei der Berechnung der Analysierstärken nur in Zusammenhang mit den Sinus- und Kosinusfunktionen eingehen, so ergibt sich eine obere Fehlergrenze von  $\pm 5,7\%$ .

Bei  $\theta_{\text{lab}} = 70^\circ, 75^\circ, 105^\circ$  und  $110^\circ$  mußten für die Analysierstärken  $T_{20}$  und  $T_{22}$  ein um den Faktor 2 größerer Fehler angenommen werden, da bei diesen Winkelstellungen der Detektor "unten" durch die Halterung des Targetrades (siehe Abb. 9) abgeschirmt war und deshalb bei diesen Winkeln die auslaufenden Teilchen nicht nachgewiesen werden konnten. Anstelle der Doppelzählerauswertung trat hier die Einzelzählerauswertung.

#### IV. Grundlagen der Analyse

Die Rechnungen mit der DWBA liefern für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke einer (d,p)-Reaktion im allgemeinen gute Ergebnisse. Bei der Beschreibung von Tensoranalysierstärken ist sie jedoch mit den üblichen Näherungen ("zero range approximation", Vernachlässigung des D-Zustandes des Deuterons) meist unzureichend.

Die Analyse der experimentellen Daten dieser Arbeit wurden deshalb mit einer von Johnson und Santos (1971) erweiterten DWBA-Theorie durchgeführt, die den D-Zustand des Deuterons in einer lokalen Energie-Näherung berücksichtigt. In diesem Kapitel soll diese Erweiterung der DWBA dargestellt werden.

##### 1. Die DWBA-Theorie

In der üblichen Form der DWBA wird die Übergangsmatrix einer (d,p)-Reaktion durch folgenden Ausdruck angenähert (Austern 63)

$$\langle b \beta, s_2 \sigma_2, \underline{k}_2 \mid T_{DW} \mid a \alpha, s_1 \sigma_1, \underline{k}_1 \rangle = \\ = \langle \chi_{s_2 \sigma_2}^{(-)}(\underline{k}_2, p) \Upsilon_{b \beta}(\xi, n) \mid V_{np} \mid \chi_{s_1 \sigma_1}^{(+)}(\underline{k}_1, p, n) \Upsilon_{a \alpha}(\xi) \rangle \quad (1)$$

Dabei werden die Spins des Deuterons, Targetkerns, Protons und Endkerns mit  $s_1, a$  und  $s_2, b$  bezeichnet, ihre Komponenten sind mit den entsprechenden griechischen Symbolen gekennzeichnet. Die Impulse  $\underline{k}_1$  und  $\underline{k}_2$  beziehen sich auf das einlaufende Deuteron und auf das auslaufende Proton im Schwerpunktsystem.

Die Wellenfunktionen  $\chi^{(\pm)}$  - bezeichnet als distorted waves - beschreiben die elastische Streuung des Protons und des Deuterons. Die oberen Indizes  $(\pm)$  weisen auf die üblichen Grenzbedingungen hin. Wird die elastische Streuung durch ein spinabhängiges Potential hervorgerufen, so bekommen die  $\chi^{(\pm)}$  die Form

$$\chi_{s_2 \sigma_2}^{(-)}(\underline{k}_2, p) = \sum_{\sigma_2'} \chi_{\sigma_2'}^{s_2, (p)} \psi_{\sigma_2' \sigma_2}^{(-)}(\underline{k}_2, \underline{r}_p) \quad (2)$$

$$\chi_{s_1 \sigma_1}^{(+)}(\underline{k}_1, p, n) = \sum_{\sigma_1'} \Phi_{\sigma_1'}^{s_1}(\underline{r}, p, n) \psi_{\sigma_1' \sigma_1}^{(+)}(\underline{k}_1, R) \quad (3)$$

$$\underline{r} = \underline{r}_p - \underline{r}_n \quad R = \frac{1}{2} (\underline{r}_p + (2 - \gamma) \underline{r}_n) \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{A}{A + 1}$$

wobei  $A$  die Masse des Targetkerns ist.  $\chi_{\sigma_2'}^{s_2, (p)}$  ist die Spinwellenfunktion des Protons und  $\Phi_{\sigma_1'}^{s_1}$  die innere Wellenfunktion des Deuterons.

In der DWBA-Übergangsmatrix (1) erscheint also  $\Phi_{\sigma_1'}^{s_1}$  in dem Produkt mit der Neutron-Proton Wechselwirkung  $V_{np}$ . Die Deuteronenwellenfunktion erfüllt die Schrödingergleichung:

$$V_{np} \Phi_{\sigma_1'}^{s_1}(\underline{r}) = (-\epsilon_d + \frac{\hbar^2}{M} \nabla^2) \Phi_{\sigma_1'}^{s_1}(\underline{r}) \quad (5a)$$

$$= V_o(r) y_{011}^{\sigma_1}(\underline{r}, p, n) + V_2(r) y_{211}^{\sigma_1}(\underline{r}, p, n) \quad (5b)$$

wobei  $\epsilon_d$  die Bindungsenergie des Deuterons ist. Gleichung (5b) weist darauf hin, daß die Wechselwirkung  $V_{np}$  einen nicht-zentralen Anteil besitzt. Die Funktionen  $v_L(\underline{r})$  und  $y_{L s_1 J}^{\sigma_1}$  sind definiert durch

$$v_L(r) = i^L \left( \frac{\hbar^2}{M} \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{L(L+1)}{r^2} - \epsilon_d \right) u_L(r) \right) \quad (6)$$

$$y_{L s_1 J}^{\sigma_1}(\underline{r}, p, n) = \sum_{\lambda \sigma} \langle L \lambda, s_1 \sigma_1 | J \rangle i^L Y_L^\lambda(\underline{r}) \chi_{\sigma_1}^{s_1}(p, n) \quad (7)$$

In Gleichung (6) sind die Funktionen  $U_0(r)$  und  $U_2(r)$  die Radial-Komponenten der S- und D-Welle der Deuteronenwellenfunktion  $\Phi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{S_1}$ . Sie läßt sich demnach schreiben als (Blatt-Weisskopf 52)

$$\Phi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{S_1}(\underline{r}, p, n) = U_0(r) Y_{011}^{\frac{1}{2}}(\underline{r}, p, n) - U_2(r) Y_{211}^{\frac{1}{2}}(\underline{r}, p, n) \quad (8)$$

mit der Normierung:

$$\int_0^\infty dr r^2 \left[ (U_0(r))^2 + (U_2(r))^2 \right] = 1 \quad (9)$$

d.h., die Wahrscheinlichkeit, das Deuteron im S-Zustand bzw. im D-Zustand zu finden ist

$$p_S = \int_0^\infty dr r^2 (U_0(r))^2 \quad (10a)$$

bzw.

$$p_D = \int_0^\infty dr r^2 (U_2(r))^2 \quad (10b)$$

## 2. Die lokale Energienäherung

In der üblichen Behandlung des Übergangsmatrixelementes (1) wird die Kopplung zwischen Spin und Bahndrehimpuls, wie sie in Gleichung (5b) erscheint, nicht korrekt berücksichtigt. Der zweite Term in (5b) wird vollständig vernachlässigt und für den ersten Term benutzt man eine effektive zentrale Neutron-Proton Kraft, die das Deuteron bindet und die korrekte effektive Triplettreichweite ergibt.

Um den nicht-zentralen Anteil der Neutron-Proton Wechselwirkung zu berücksichtigen, kann man nun eine exakte "finite range" Rechnung durchführen, die auch den D-Zustand des Deuterons beinhaltet. Dies wurde von Delic und Robson (70) durchgeführt. Ein solches Programm beansprucht aber eine große Rechenmaschine und viel Rechenzeit. Johnson und Santos haben deshalb diese Effekte in einer lokalen Energienäherung (local energy approximation) in ihre Rechnungen einbezogen, deren Voraussetzungen bei Reaktionen, wie sie im Tandemenergiebereich durchgeführt werden können, recht gut erfüllt sind. Dabei erweiterten sie die Ausführungen von Buttle und Goldfarb (64), die in ihren Rechnungen nur den S-Zustand des Deuterons betrachtet haben.

Für die Erläuterung dieser Näherung ist es zweckmäßig, durch eine Fouriertransformation von dem Orts- in den Impulsraum überzugehen. Für die Deuteronenwellenfunktion ergibt sich dann:

$$\Phi_{L\Lambda}(\underline{K}) = (2\pi)^{-3/2} \int_0^\infty d\underline{r} e^{-\underline{K}\underline{r}} v_L(r) Y_L^\Lambda(\underline{r}) \quad (11)$$

Mit der Definition von  $v_L(r)$  (Gleichung 6) erhält man

$$(2\pi)^{3/2} \Phi_{L\Lambda}(\underline{K}) = -4\pi \frac{\hbar^2}{M} (K^2 + \gamma^2) u_L(\underline{K}) Y_L^\Lambda(\underline{K}) \quad (12)$$

wobei

$$\gamma = \frac{(M \epsilon_d)^{1/2}}{\hbar} = 0.2316 \text{ fm}^{-1}$$

$$\text{und} \quad u_L(\underline{K}) = \int_0^\infty dr r^2 j_L(Kr) u_L(r) \quad (12a)$$

Die Funktionen  $U_0(\underline{k})$  bzw.  $U_2(\underline{k})$  sind dabei die Radialanteile der Deuteron S- bzw. D-Komponente im Impulsraum.

Die Grundidee der Näherung ist nun, die Funktion  $\Phi_{L\Lambda}$ , durch ein Polynom niedriger Ordnung in  $\underline{K}$  zu ersetzen. Bei der Behandlung des Beitrages des S-Zustandes erhält man für  $\Phi_{00}(K)$

$$(2\pi)^{3/2} \Phi_{00}(K) = D_0 \left(1 - \left(\frac{K}{\beta_0}\right)^2 + \dots\right) \quad (13)$$

und damit wird Gleichung (12):

$$(K^2 + \gamma^2) u_0(K) = -\frac{M}{h^2 \sqrt{4\pi}} D_0 \left(1 - \left(\frac{K}{\beta_0}\right)^2 + \dots\right) \quad (14)$$

Diese Näherung ist gültig für  $K \ll (V_{np})^{-1}$ .  $\beta_0$  ist dabei eine Länge in der Größenordnung der Reichweite von  $V_{np}$ .

Die Konstante  $D_0$  ist gegeben durch

$$\begin{aligned} D_0 &= -\frac{h^2 \sqrt{4\pi}}{M} \left[ (\gamma^2 + K^2) u_0(K) \right]_{K=0} \\ &= -\epsilon_d \int dr \frac{1}{\sqrt{4\pi}} u_0(r) \end{aligned} \quad (15)$$

Aus dieser Gleichung erkennt man, daß  $D_0$  in "zero-range"-Rechnungen konstant ist, d.h. der Term  $\left(\frac{K}{\beta_0}\right)^2$  in Gleichung (14) wird vernachlässigt.

Bei der Berücksichtigung der Beiträge vom D-Zustand des Deuterons geht man nun ähnlich vor.

Dem D-Zustand entspricht die Funktion  $U_2(k)$  (Gleichung (12a)). In diesem Ausdruck gibt es bei einer Entwicklung um  $K = 0$  keinen Term, der unabhängig von  $K$  ist.

Nimmt man nur den ersten Term der Reihe mit, so erhält man

$$(2\pi)^{3/2} \Phi_{2\lambda}(K) = \sqrt{4\pi} D_2 D_0 K^2 Y_2^\lambda(K) \quad (16)$$

Damit wird Gleichung (12)

$$(K^2 + \gamma^2) u_2(K) = -\frac{M}{h^2 \sqrt{4\pi}} D_2 D_0 K^2 \quad (17)$$

Mit Gleichung (15) kann man dann  $D_2$  definieren:

$$D_2 = \lim_{K \rightarrow 0} \frac{u_2(K)}{K^2 u_0(K)} \quad (18)$$

Die Näherung für den D-Zustand des Deuterons läßt sich nicht, wie die des S-Zustandes auf eine Form reduzieren, bei der die radialen Ableitungen der 'distorted waves' nicht explizit erscheinen, da die  $\phi_{2\lambda}$  von  $Y_2^\lambda$  abhängen (Gleichung (16)).

Der Beitrag des D-Zustandes bewirkt demnach zusätzliche Werte für die Drehimpulsüberträge und erweitert so den Konfigurationsraum für die Beschreibung einer (d,p)-Reaktion.

### 3. Der Parameter $D_2$ und die Deuteronenwellenfunktion

Die Eigenschaften der inneren Deuteronenwellenfunktionen werden in der oben beschriebenen Näherung durch die Parameter  $D_0$  und  $D_2$  berücksichtigt. Die Wahrscheinlichkeit  $p_D$ , das Deuteron im D-Zustand zu finden, und der Parameter  $D_2$  stehen dabei in einem direkten Zusammenhang. Um dies zu erläutern, betrachtet man die Beziehung zwischen der Deuteronenwellenfunktion (Gleichung (8)) und  $D_2$ . Mit den Gleichungen (12a) und (18) findet man dann (Knutson 1975)

$$D_2 = \frac{1}{15} \frac{\int_0^\infty dr r^3 u_2(r)}{\int_0^\infty dr r u_0(r)} \quad (19)$$

In Abb. 15 ist die radiale Abhängigkeit der Funktion  $r^3 u_2(r)$  (Gleichung (19)) dargestellt.

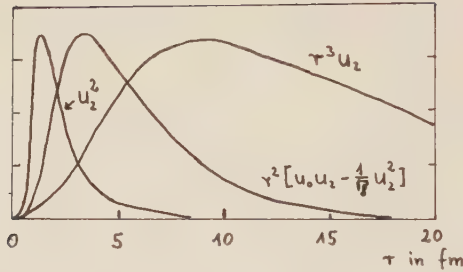


Abb. 15: Radialabhängigkeit der Funktionen  $u_2^2(r)$ ,  $r^3 u_2(r)$  und  $r^2 \left[ u_0 u_2 - \frac{1}{\sqrt{8}} u_2^2(r) \right]$

Die Ordinate ist in willkürlichen Einheiten aufgeteilt (entnommen Knutson 1975).

In dieser Abbildung sind noch die Funktionen  $(u_2(r))^2$  und  $r^2 \left[ u_0(r)u_2(r) - u_2(r)/\sqrt{8} \right]$  eingetragen, deren Integrale proportional zur Wahrscheinlichkeit  $P_D$  das Deuteron im D-Zustand zu finden (Gleichung 10b) und dem Quadrupolmoment  $Q$  des Deuterons (Blatt-Weisskopf 1952) sind. Wie man sieht, sind  $P_D$  und  $Q$  bei relativ kleinen Werten von  $r$  auf die Funktion  $u_2(r)$  empfindlich.

Da die Hauptbeiträge zu  $D_2$  von großen  $r$ -Werten kommen, kann man  $D_2$  abschätzen, indem man asymptotische Ausdrücke für  $u_0$  und  $u_2$  verwendet. Außerhalb der Reichweite des Neutron-Proton Potentials gilt (Blatt-Weisskopf 1952):

$$\begin{aligned} u_0 &= N e^{-\gamma r} \\ r \rightarrow \infty & \\ u_2 &= \eta N e^{-\gamma r} \left[ 1 + \frac{3}{\gamma r} + \frac{3}{(\gamma r)^2} \right] \\ r \rightarrow \infty & \end{aligned} \quad (20)$$

wobei  $N$  und  $\eta$  Normierungskonstanten sind und  $\gamma$  durch Gleichung (12) definiert ist. Setzt man Gleichung (20) in (19) ein, so erhält man

$$D_2 \approx \frac{\eta}{\gamma^2} \quad (21)$$

Das heißt,  $D_2$  ist eng mit  $\eta$ , dem asymptotischen Verhältnis von D-Zustand und S-Zustand verbunden.

Da  $D_2$  im wesentlichen auf den asymptotischen Teil der Deuteronenwellenfunktion sensitiv ist, ist eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit  $p_D$ , ein Deuteron im D-Zustand zu finden, immer von der Form der gewählten Wellenfunktion abhängig. Für verschiedene, in der Literatur verwendeten Deuteronenwellenfunktionen werden dabei für  $p_D$  Werte zwischen 3 und 6,9 % gefunden (Knutson 1975).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit Strippingreaktionen im Tandemenergiebereich eine exaktere Festlegung der "D-State Probability"  $p_D$  aus den dargelegten Gründen sehr schwierig sein wird.

#### 4. Das Programm DWCODE

Die Analysen der experimentellen Daten dieser Arbeit wurden mit dem Programm DWCODE (Harvey 1970) an der TR 440 des Erlanger Rechenzentrums durchgeführt. Dieses Programm, das uns freundlicherweise von Prof. Dr. F.D. Santos überlassen wurde, arbeitet mit der oben beschriebenen lokalen Energienäherung. Es berechnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt, die Vektoranalysierstärke und die Tensoranalysierstärken von (d,p)- und (d,n)-Reaktionen, sowie die entsprechenden Größen der Umkehrreaktionen.

Für die Berechnung der Deuteronenwellenfunktion wird die von Yamaguchi (1954) vorgeschlagene verwendet. Sie ist von der Form

$$\Phi(r) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{N}{\beta^2 - \gamma^2} \frac{e^{-\gamma r} - e^{-\beta r}}{r} \quad (22)$$

und gibt die Bindungsenergie des Deuterons, sowie die Triplettreichweite wieder.

Mit einer effektiven Reichweite des Deuterons von 1.70 fm und mit einer Wahrscheinlichkeit, das Deuteron im D-Zustand zu finden von  $p_D = 4 \%$ , ergeben sich die im Programm verwendeten Parameter

$$D_0 = 1.245 D_0^O \quad \text{mit } D_0^O = - \frac{\sqrt{8\pi\gamma} \hbar}{M}$$

$$D_2 = 0.524 \text{ fm}^2$$

$$\text{und } \beta = 5.76 \gamma \quad \text{mit } \gamma = 0.2316 \text{ fm}^{-1}$$

Die bei der Berechnung der optischen Modell-Wellenfunktionen verwendeten Potentiale sind von der Form

$$V(r) = V_C(r) - V_R \cdot f(x) - i(W_V f(x_V) + 4 \cdot W_{SF} \left( \frac{d}{dx_{SF}} f(x_{SF}) \right) - (V_{SO} + i W_{SO}) \left( \frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{1}{r} \left[ \frac{d}{dr} f(x_{SO}) \right] \frac{\underline{L} \cdot \underline{S}}{s}$$

wobei  $\underline{L}$  und  $\underline{S}$  die Operatoren des Bahndrehimpulses und des Spins in Einheiten von  $\hbar$  sind. Die Funktionen  $f(x_i)$  stellen die übliche Saxon-Woods Form dar

$$f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1} \quad \text{mit } x_i = \frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}$$

## V. Ergebnisse

Bei der Analyse der Meßergebnisse wurde der Versuch gemacht mit einem Parametersatz des optischen Modells die hier gemessenen Winkelverteilungen der Tensoranalysierstärken  $T_{20}$ ,  $T_{21}$ ,  $T_{22}$  zu beschreiben und dabei auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt sowie die Vektoranalysierstärke (Cuno 1969) einzubeziehen.

### 1) "Direkter" Teil von $T_{20}$ , $T_{21}$ , $T_{22}$

Die DWBA-Theorie hat sich bei der Beschreibung von (d,p)-Reaktionen bei mittelschweren und schweren Kernen als recht erfolgreich erwiesen. Es kann jedoch nicht erwartet werden, daß man mit dieser Theorie auch bei leichten Kernen genauso gute Ergebnisse erzielt, da hier das optische Modell nur eine begrenzte Gültigkeit besitzt, Resonanzen im Compoundkern beobachtet werden, die der direkten Reaktion überlagert sind und auch oft inelastische Prozesse zur Reaktion beitragen.

Bei der untersuchten Reaktion  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$  zeigt sich eine breite Resonanz im  $^{12}\text{C}+\text{d}$ -System bei  $E_d=10.8$  MeV, die man in den Anregungsfunktionen sowohl der elastischen Streuung (Abb.17) als auch der (d,p)-Reaktion (Abb.18) beobachtet. Diese Resonanz ist bei den Tensoranalysierstärken nur in der Amplitude der  $T_{20}$ -Komponente zu sehen (Abb.19), nicht aber in der Struktur und in den  $T_{21}$ - und  $T_{22}$ -Komponenten.

Da für die Analyse der Daten kein Programm, in dem eine Resonanz berücksichtigt wird, zur Verfügung stand wurde die Analyse auf die Energien  $E_d = 9.0$  und  $10.0$  MeV beschränkt.

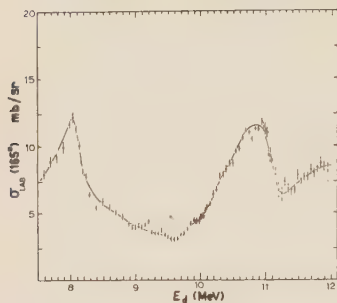


Abb. 17

Anregungsfunktion der elastischen Deuteronenstreuung an Kohlenstoff (aus Ohlsen 1963)

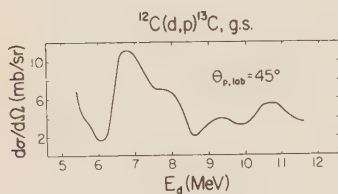


Abb. 18

Anregungsfunktion der \$(d,p)\$-Reaktion an Kohlenstoff (aus Evans 1963)

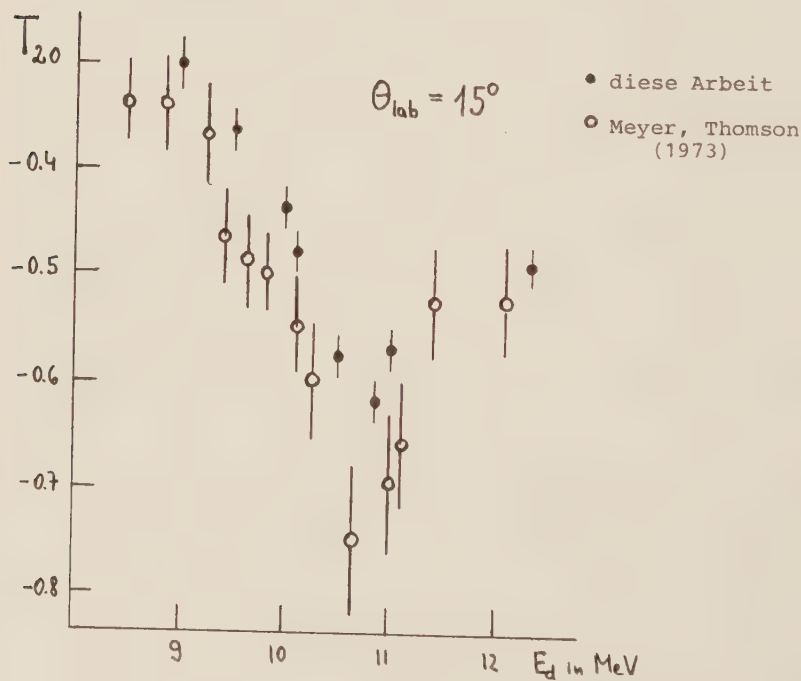


Abb. 19 Anregungsfunktion von  $T_{20}$  bei  $\theta_{lab} = 15^\circ$

Alle Tensorkomponenten der Analysierstärke zeigen bei Vorwärtswinkeln nur eine geringe Änderung der Struktur mit der Energie (siehe Abb. 11, 12, 13), bei Rückwärtswinkeln treten dagegen große Unterschiede auf. Dies deutet darauf hin, daß bei Vorwärtswinkeln hauptsächlich der direkte Anteil der Reaktion beiträgt. Deshalb kann von DWBA-Rechnungen zumindest eine Übereinstimmung mit den Meßwerten bei Vorwärtswinkeln erwartet werden. Rechnungen, die auch inelastische Prozesse berücksichtigen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt, da "coupled channel"-Programme, die den D-Zustand des Deuterons beinhalten, in der Literatur noch nicht bekannt sind. Da jedoch gerade der D-Zustand bei der Beschreibung von Tensoranalysierstärken wichtig ist (siehe Abb. 1), wurde die Analyse der Daten mit dem oben beschriebenen Programm DWCODE durchgeführt.

## 2) Die optischen Potentiale

Die "distorted waves"  $\chi$  in der DWBA-Theorie beschreiben die elastische Streuung im Ein- und Ausgangskanal der untersuchten Reaktion. Für die Bestimmung der optischen Potentiale wurde deshalb für den Protonenkanal, der von Becchetti und Greenlees (1969) angegebene globale Parametersatz benutzt. Der von Guratsch (1969) aus der elastischen Protonenstreuung an  $^{13}\text{C}$  angegebene Satz brachte keine Verbesserung der Anpassung. Bei den optischen Potentialen des Deuteronenkanals wurde von Literaturangaben ausgegangen. Tabelle 3 gibt die Parametersätze an, die mindestens für einige Komponenten der Analysierstärke Übereinstimmung mit den Meßpunkten ergeben.

|          | $V_R$<br>MeV | $r_R$<br>fm | $a_R$<br>fm | $W_{SF}$<br>MeV | $r_w$<br>fm | $a_w$<br>fm | $V_{So}$<br>MeV | $r_{So}$<br>fm | $a_{So}$<br>fm | Literatur          |
|----------|--------------|-------------|-------------|-----------------|-------------|-------------|-----------------|----------------|----------------|--------------------|
| Deuteron |              |             |             |                 |             |             |                 |                |                |                    |
| a        | 118          | 0.9395      | 1.0         | 10.17           | 1.83        | 0.4961      | 19.32           | 0.9673         | 0.45           | (Johnson<br>1973)  |
| b        | 115          | 0.9         | 0.9         | 10.56           | 2.04        | 0.45        | 6.0             | 0.9            | 0.9            | (Satchler<br>1969) |
| d        | 115          | 0.9         | 0.9         | 20.0            | 1.55        | 0.75        | 6.2             | 0.9            | 0.9            |                    |
| c        | 112          | 0.9         | 0.9         | 17.5            | 1.55        | 0.75        | 7.0             | 0.75           | 0.5            |                    |
| Proton   |              |             |             |                 |             |             |                 |                |                |                    |
|          | 55.05-0.32E  | 1.17        | 0.75        | 11.8-0.25E      | 1.32        | 0.51        | 6.2             | 1.01           | 0.75           | (Bechetti<br>1969) |

Das Neutronen-Potential ist von Saxon-Woods Form, mit den Parametern  $r_n \approx 1.25$ ,  $a_n = 0.65$  und einem Spin-Bahn Term  $V_{So} = 9.7$  MeV. Die Potentialtiefe wird an die Bindungsenergie angepasst.

Tabelle 3: Die optischen Potentiale

Satz (a) wurde von Johnson (1973) für die Analyse der Vorwärtswinkel der Vektoranalysierstärke  $iT_{11}$  und der Tensoranalysierstärken  $T_{20}$  und  $T_{22}$  der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  bei  $E_d = 12.3$  MeV angegeben. Bei diesem Satz war gegenüber der Analyse der elastisch gestreuten Deuteronen bei gleicher Einschußenergie (Griffith 1970) die Stärke des Spin-Bahn Potentials von 8.92 MeV auf 19.32 MeV geändert worden.

Satz (b) lehnt sich an die Analyse von Satchler (1966) an. Er hat Parameterwerte für die elastische Deuteronenstreuung an Kohlenstoff für Energien von 3 bis 34 MeV publiziert. Im Rahmen der von ihm angegebenen Grenzen wurden Parameter variiert, um bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten zu erhalten. Da das Programm DWCODE keine Fitroutine beinhaltet, konnte nur ein grobmaschiges Gitter gelegt werden. Dabei wurde einmal das von Satchler angegebene Spin-Bahn Potential festgehalten (Satz d) und zum anderen das von Lohr (1974) gefundene verwendet (Satz c). Für die Variation des Imaginärpotentials wurden die Ergebnisse von Lohr berücksichtigt, der die elastische Streuung von polarisierten Deuteronen im Massenbereich ( $A=27 - 120$ ) untersucht hat.

Die von Baldeweg (1966), Cords (1968) und Wilsch (1970) angegebenen Parametersätze für die elastische Deuteronenstreuung in diesem Energiebereich brachten keine Verbesserungen bei der Beschreibung der Meßergebnisse.

### 3) Vergleich der DWBA-Rechnungen mit den experimentellen Daten

Die Ergebnisse der DWBA-Rechnungen sind in den Abbildungen 20 bis 23 für  $E_d = 10.0$  und  $9.0$  MeV dargestellt.

Abb. 20 zeigt den Parametersatz (d). Die durchgezogene Kurve stellt dabei die Rechnung dar, bei der der D-Zustand in der Deuteronenwellenfunktion berücksichtigt wird, gestrichelt ist die Rechnung nur mit dem S-Zustand des Deuterons eingezeichnet. Der Effekt des D-Zustandes ist besonders deutlich bei den Vorwärtswinkeln von  $T_{20}$  und bei  $T_{21}$  zu sehen. Der steile Abfall der Meßwerte bei  $T_{20}$  kann bei allen gerechneten Parametersätzen nur durch den Einfluß des D-Zustandes erklärt werden. Ebenso zeigen die Rechnungen, die nur den S-Zustand des Deuterons beinhalten, bei  $T_{21}$  über den ganzen Winkelbereich viel zu kleine Amplituden. Dieser Effekt des D-Zustandes ist in voller Übereinstimmung mit den Ergebnissen an anderen Kernen (z.B. siehe Abb. 1). Dieser Parametersatz gibt die Vektoranalysierstärke recht gut wieder, beschreibt die Struktur von  $T_{20}$  und die Vorwärtswinkel von  $T_{21}$ . Bei  $T_{22}$  gibt dieser Satz dagegen eine unzureichende Beschreibung.

Die Rechnungen mit den Parametersätzen a, b, c bzw. d für  $E_d = 10.0$  und  $9.0$  MeV sind in Abb. 21 und 22 dargestellt, Abb. 23 zeigt den Wirkungsquerschnitt für beide Energien. Hier werden nur noch die Rechnungen mit dem D-Zustand gezeigt.

Satz (a) zeigt bei Vorwärtswinkeln die beste Übereinstimmung für alle Komponenten der Analysierstärke. Nur mit diesem Satz kann die Struktur von  $T_{22}$  für die Winkel bis  $\theta_{CM} \approx 50^\circ$  richtig wiedergegeben werden. Beim Wirkungsquerschnitt gibt dieser Satz lediglich die Lage der Maxima richtig wieder.

Satz (b) beschreibt zwar die elastische Streuung von Deuteronen an Kohlenstoff, liefert aber nur bei den Vorwärtswinkeln von  $T_{20}$  gute Ergebnisse. Bei den anderen Komponenten der Analysierstärke versagt dieser Satz. Bei  $T_{22}$  gibt er die Phase falsch wieder und im Wirkungsquerschnitt zeigt er eine Halbwelle zuviel.

Satz (c) hat ähnliche Eigenschaften wie Satz (d). Er ist gut geeignet bei der Beschreibung des gesamten Winkelbereichs der Vektoranalysierstärke und der Struktur von  $T_{20}$  und  $T_{21}$ , versagt aber ebenfalls bei  $T_{22}$ . Im Wirkungsquerschnitt gibt dieser Satz die abfallende Tendenz und die Lage der ersten Maxima richtig wieder.

$^{12}\text{C}(\bar{d},p)^{13}\text{C}$   
 $E_d = 10.0 \text{ MeV}$

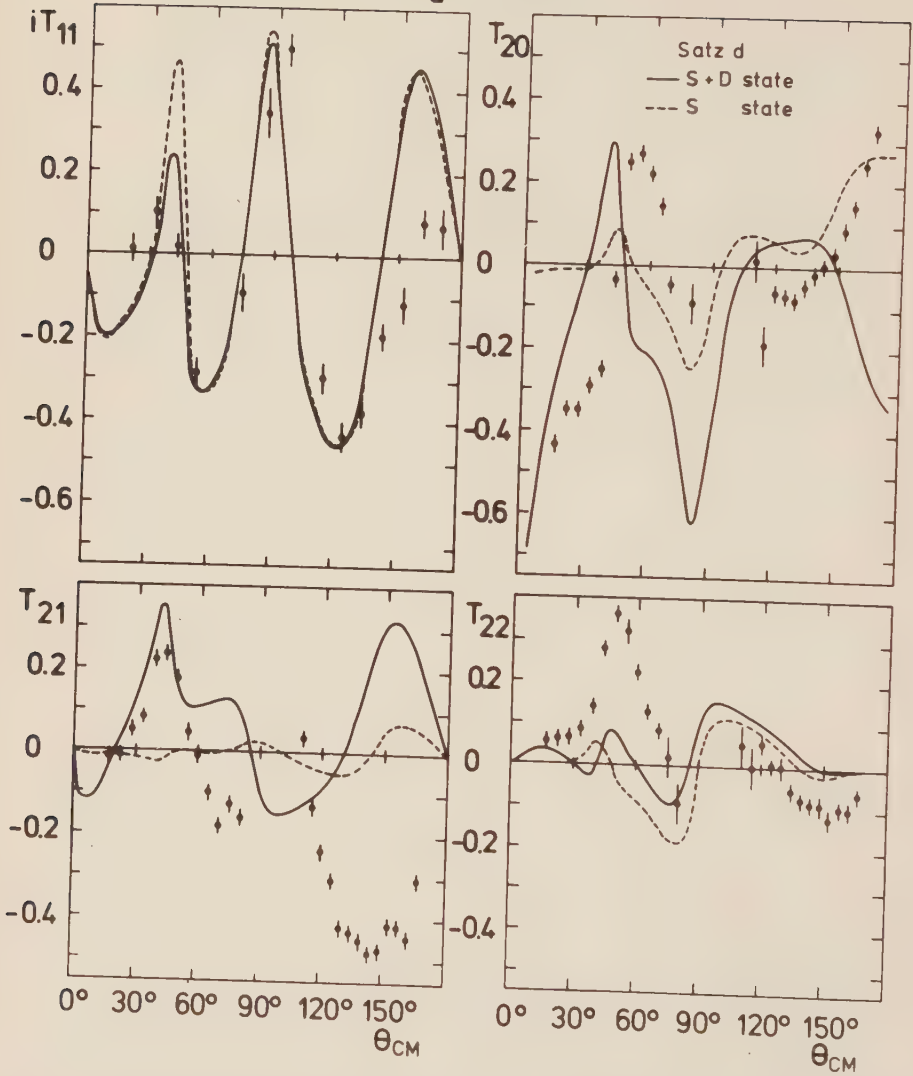


Abb. 20: Vergleich der Meßwerte mit den DWBA-Rechnungen (Satz d)  
 Die durchgezogene Kurve gibt die Rechnungen wieder,  
 die den D-Zustand des Deuterons berücksichtigen.  
 Die Meßwerte für  $iT_{11}$  wurden aus Cuno (1969) entnommen.

$^{12}\text{C}(\bar{d},p)^{13}\text{C}$   
 $E_d = 10.0 \text{ MeV}$

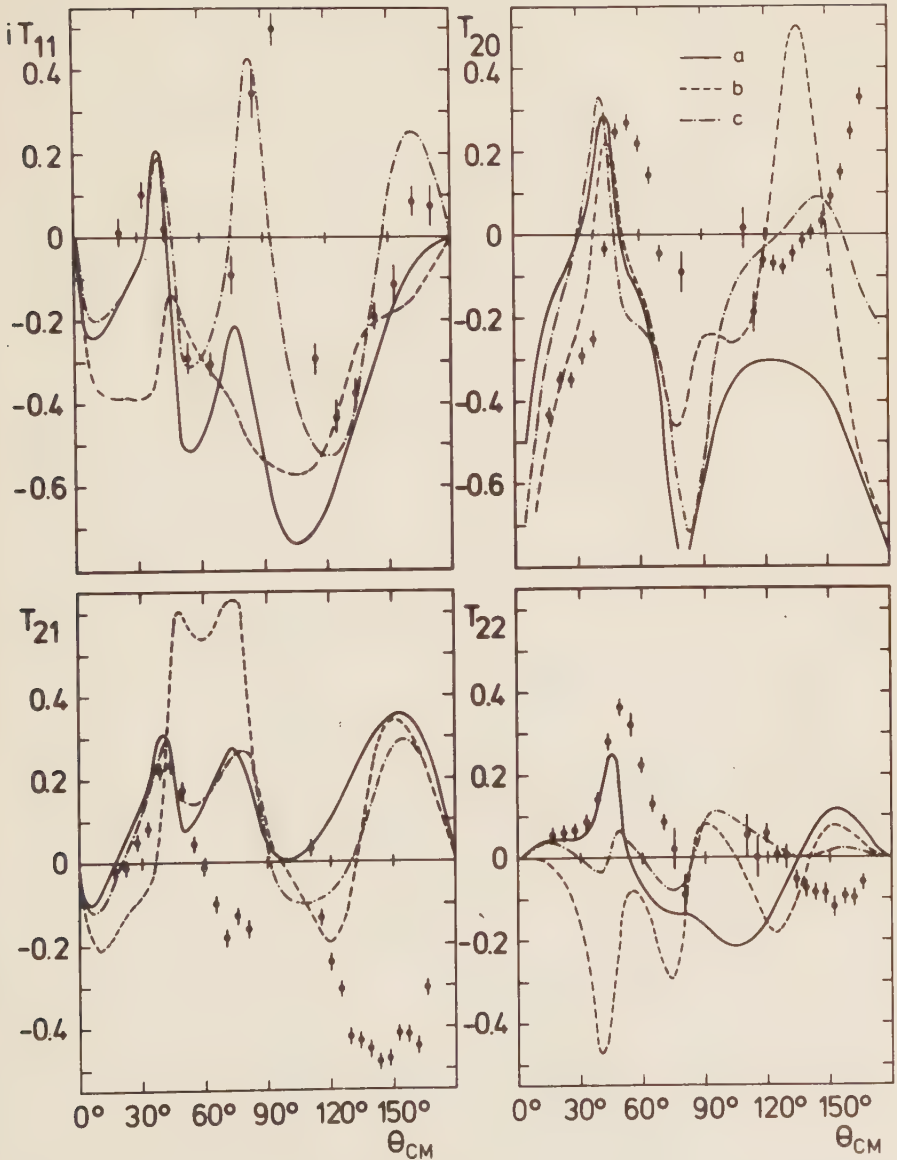
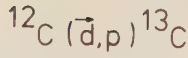


Abb. 21: Die Analysierstärken der Reaktion  $^{12}\text{C}(\bar{d},p)^{13}\text{C}$  bei  $E_d = 10\text{MeV}$ , gerechnet mit den Parametersätzen a, b, c (S + D Zustand).



$$E_d = 9.0 \text{ MeV}$$

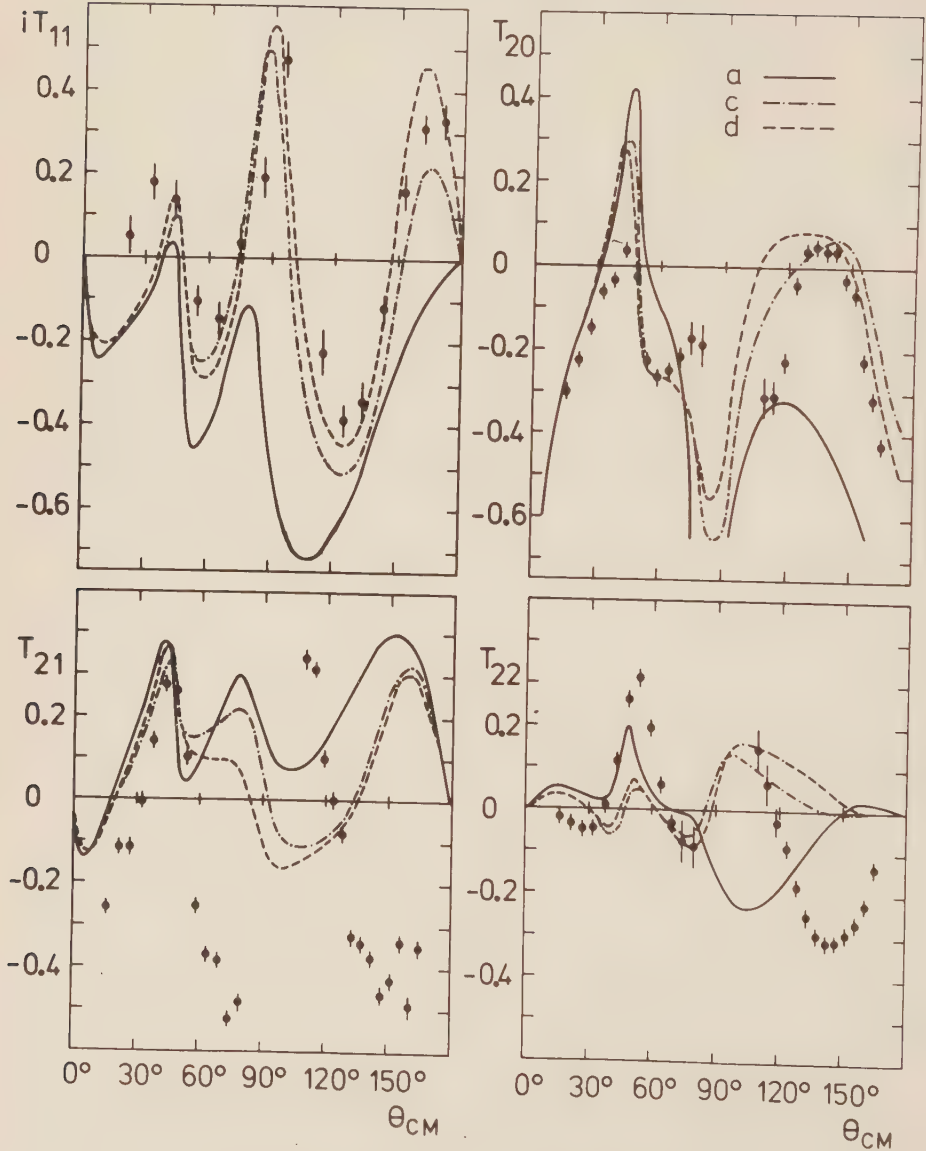


Abb. 22: Die Analysierstärken der Reaktion  $^{12}\text{C}(\vec{d},p)^{13}\text{C}$  bei  $E_d = 9 \text{ MeV}$ . gerechnet mit den Parametersätzen  $a, b, c$  (S + D Zustand).

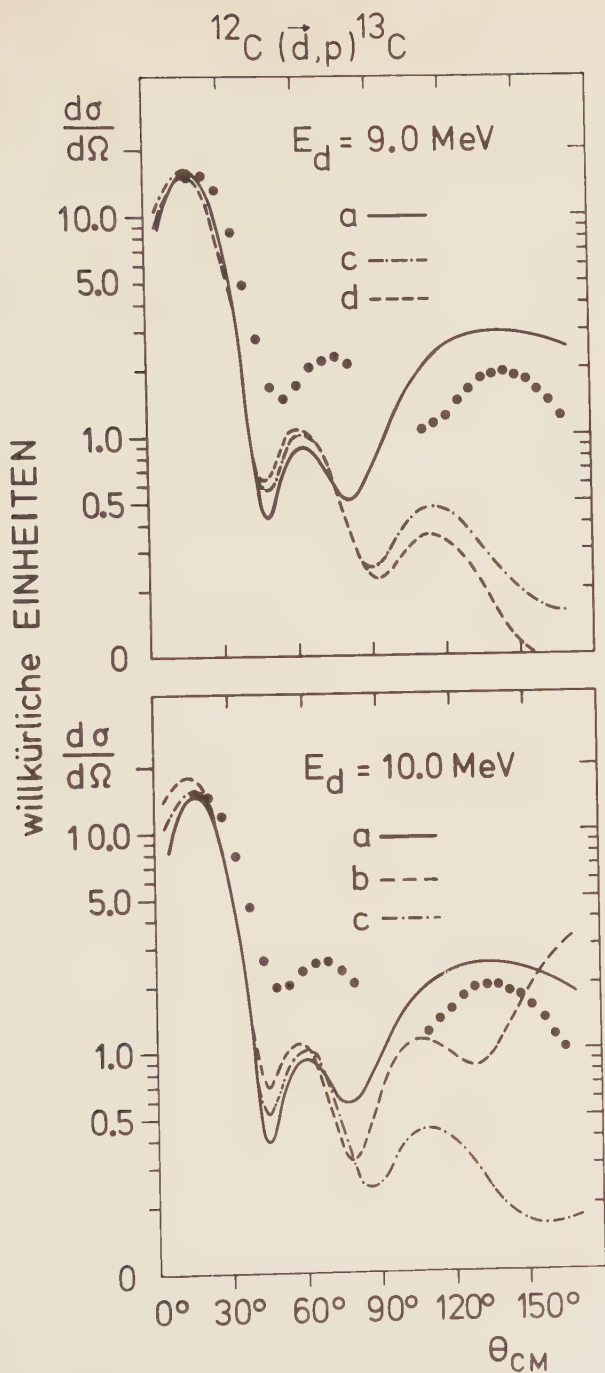


Abb. 23: Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ .  
Die Meßwerte wurden am Strippingmaximum angepaßt.

#### 4) Schlußbemerkung

Es zeigt sich, daß auch beim Kohlenstoff wenigstens unter Vorwärtswinkeln der Wirkungsquerschnitt und die vier Analysierstärken durch einen Parametersatz des optischen Modells gut beschrieben werden kann, wenn der D-Zustand berücksichtigt wird. Dieser Parametersatz weicht von den üblichen Werten nur im Spin-Bahn Potential,  $V_{\text{So}} = 19.32 \text{ MeV}$  ab. Ob dieser Wert ein Sonderfall für Kohlenstoff ist oder allgemeine Gültigkeit hat, kann erst durch weitere Untersuchungen bestimmt werden.

A n h a n g

Numerische Werte der Messungen

Ed = 9.0 MeV

| $\Theta_{\text{lab}}$ | $T_{20}$           | $T_{21}$            | $T_{22}$           |
|-----------------------|--------------------|---------------------|--------------------|
| 15°                   | -0.2999 $\pm$ 0.02 | -0.2595 $\pm$ 0.02  | -0.0193 $\pm$ 0.02 |
| 20°                   | -0.2245 $\pm$ 0.02 | -0.1175 $\pm$ 0.02  | -0.0358 $\pm$ 0.02 |
| 25°                   | -0.1468 $\pm$ 0.02 | -0.1149 $\pm$ 0.02  | -0.0474 $\pm$ 0.02 |
| 30°                   | -0.0617 $\pm$ 0.02 | -0.0037 $\pm$ 0.02  | -0.0450 $\pm$ 0.02 |
| 35°                   | -0.0329 $\pm$ 0.02 | 0.1382 $\pm$ 0.02   | 0.0113 $\pm$ 0.02  |
| 40°                   | -0.0392 $\pm$ 0.02 | 0.2764 $\pm$ 0.02   | 0.1157 $\pm$ 0.02  |
| 45°                   | -0.0238 $\pm$ 0.02 | 0.2584 $\pm$ 0.02   | 0.2634 $\pm$ 0.02  |
| 50°                   | -0.2249 $\pm$ 0.02 | 0.1004 $\pm$ 0.02   | 0.3141 $\pm$ 0.02  |
| 55°                   | -0.2654 $\pm$ 0.02 | -0.2568 $\pm$ 0.02  | 0.1948 $\pm$ 0.02  |
| 60°                   | -0.2474 $\pm$ 0.02 | -0.3728 $\pm$ 0.02  | 0.0598 $\pm$ 0.02  |
| 65°                   | -0.2140 $\pm$ 0.02 | -0.3858 $\pm$ 0.02  | -0.0305 $\pm$ 0.02 |
| 70°                   | -0.1707 $\pm$ 0.04 | -0.5245 $\pm$ 0.02  | -0.0769 $\pm$ 0.05 |
| 75°                   | -0.1845 $\pm$ 0.05 | -0.4854 $\pm$ 0.025 | -0.0880 $\pm$ 0.05 |
| 105°                  | -0.3085 $\pm$ 0.05 | 0.3397 $\pm$ 0.025  | 0.1468 $\pm$ 0.05  |
| 110°                  | -0.3075 $\pm$ 0.04 | 0.3133 $\pm$ 0.02   | 0.0626 $\pm$ 0.05  |
| 115°                  | -0.2253 $\pm$ 0.02 | 0.0998 $\pm$ 0.02   | -0.0307 $\pm$ 0.03 |
| 120°                  | -0.0388 $\pm$ 0.02 | -0.00023 $\pm$ 0.02 | -0.0895 $\pm$ 0.03 |
| 125°                  | 0.0389 $\pm$ 0.02  | -0.0792 $\pm$ 0.02  | -0.1823 $\pm$ 0.03 |
| 130°                  | 0.0518 $\pm$ 0.02  | -0.3254 $\pm$ 0.02  | -0.2549 $\pm$ 0.03 |
| 135°                  | 0.0403 $\pm$ 0.02  | -0.3421 $\pm$ 0.02  | -0.2981 $\pm$ 0.03 |
| 140°                  | 0.0411 $\pm$ 0.02  | -0.3765 $\pm$ 0.02  | -0.3160 $\pm$ 0.03 |
| 145°                  | -0.0278 $\pm$ 0.02 | -0.4661 $\pm$ 0.02  | -0.3142 $\pm$ 0.03 |
| 150°                  | -0.0625 $\pm$ 0.02 | -0.4298 $\pm$ 0.02  | -0.2945 $\pm$ 0.03 |
| 155°                  | -0.2210 $\pm$ 0.02 | -0.3418 $\pm$ 0.02  | -0.2717 $\pm$ 0.03 |
| 160°                  | -0.3129 $\pm$ 0.02 | -0.4922 $\pm$ 0.03  | -0.2245 $\pm$ 0.03 |
| 165°                  | -0.4682 $\pm$ 0.02 | -0.3523 $\pm$ 0.03  | -0.2245 $\pm$ 0.03 |

Ed = 9.5 MeV

| $\theta_{lab}$ | $T_{20}$            | $T_{21}$           | $T_{22}$           |
|----------------|---------------------|--------------------|--------------------|
| 15°            | -0.3615 $\pm$ 0.02  | -0.0783 $\pm$ 0.02 | 0.0271 $\pm$ 0.02  |
| 20°            | -0.2926 $\pm$ 0.02  | -0.0330 $\pm$ 0.02 | 0.0410 $\pm$ 0.02  |
| 25°            | -0.2693 $\pm$ 0.02  | 0.0124 $\pm$ 0.02  | 0.0253 $\pm$ 0.02  |
| 30°            | -0.1463 $\pm$ 0.02  | 0.0638 $\pm$ 0.02  | 0.0842 $\pm$ 0.02  |
| 35°            | -0.0313 $\pm$ 0.02  | 0.1573 $\pm$ 0.02  | 0.1118 $\pm$ 0.02  |
| 40°            | 0.0046 $\pm$ 0.02   | 0.2111 $\pm$ 0.02  | 0.2540 $\pm$ 0.02  |
| 45°            | 0.2479 $\pm$ 0.03   | 0.1977 $\pm$ 0.02  | 0.3810 $\pm$ 0.02  |
| 50°            | 0.2234 $\pm$ 0.025  | 0.0801 $\pm$ 0.02  | 0.3400 $\pm$ 0.02  |
| 55°            | 0.1153 $\pm$ 0.025  | -0.0702 $\pm$ 0.02 | 0.2256 $\pm$ 0.02  |
| 60°            | 0.1362 $\pm$ 0.025  | -0.1685 $\pm$ 0.02 | 0.1298 $\pm$ 0.02  |
| 65°            | -0.0235 $\pm$ 0.025 | -0.2575 $\pm$ 0.02 | 0.0254 $\pm$ 0.02  |
| 70°            |                     | -0.3095 $\pm$ 0.02 | -0.0366 $\pm$ 0.04 |
| 75°            | -0.1711 $\pm$ 0.055 | -0.3435 $\pm$ 0.02 | -0.1206 $\pm$ 0.05 |
| 105°           | -0.0660 $\pm$ 0.050 | 0.0773 $\pm$ 0.02  | 0.0739 $\pm$ 0.05  |
| 110°           | -0.0600 $\pm$ 0.050 | 0.0942 $\pm$ 0.02  | 0.0355 $\pm$ 0.04  |
| 115°           | 0.1077 $\pm$ 0.025  | 0.0119 $\pm$ 0.02  | 0.0310 $\pm$ 0.02  |
| 120°           | 0.1454 $\pm$ 0.025  | -0.0392 $\pm$ 0.02 | -0.0035 $\pm$ 0.02 |
| 125°           | 0.1096 $\pm$ 0.02   | -0.1120 $\pm$ 0.02 | -0.0509 $\pm$ 0.02 |
| 130°           | 0.1321 $\pm$ 0.02   | -0.2536 $\pm$ 0.02 | -0.1108 $\pm$ 0.02 |
| 135°           | 0.1494 $\pm$ 0.025  | -0.3207 $\pm$ 0.02 | -0.1321 $\pm$ 0.02 |
| 140°           | 0.0923 $\pm$ 0.02   | -0.3673 $\pm$ 0.02 | -0.1703 $\pm$ 0.02 |
| 145°           | 0.0297 $\pm$ 0.02   | -0.4502 $\pm$ 0.02 | -0.1942 $\pm$ 0.02 |
| 150°           | -0.0134 $\pm$ 0.02  | -0.4746 $\pm$ 0.02 | -0.1874 $\pm$ 0.02 |
| 155°           | -0.1462 $\pm$ 0.02  | -0.4872 $\pm$ 0.02 | -0.1894 $\pm$ 0.02 |
| 160°           | -0.2351 $\pm$ 0.02  | -0.5043 $\pm$ 0.02 | -0.1606 $\pm$ 0.02 |
| 165°           | -0.4057 $\pm$ 0.02  | -0.4809 $\pm$ 0.02 | -0.1337 $\pm$ 0.02 |

Ed = 10.0 MeV

| $\theta_{\text{lab}}$ | $T_{20}$           | $T_{21}$           | $T_{22}$            |
|-----------------------|--------------------|--------------------|---------------------|
| 15°                   | -0.4349 $\pm$ 0.02 | -0.0173 $\pm$ 0.02 | 0.0555 $\pm$ 0.02   |
| 20°                   | -0.3510 $\pm$ 0.02 | -0.0121 $\pm$ 0.02 | 0.0607 $\pm$ 0.02   |
| 25°                   | -0.3518 $\pm$ 0.02 | 0.0503 $\pm$ 0.02  | 0.0641 $\pm$ 0.02   |
| 30°                   | -0.2926 $\pm$ 0.02 | 0.0822 $\pm$ 0.02  | 0.0869 $\pm$ 0.02   |
| 35°                   | -0.2281 $\pm$ 0.02 | 0.2199 $\pm$ 0.02  | 0.1419 $\pm$ 0.02   |
| 40°                   | -0.0337 $\pm$ 0.02 | 0.2355 $\pm$ 0.02  | 0.2798 $\pm$ 0.02   |
| 45°                   | 0.2470 $\pm$ 0.02  | 0.1760 $\pm$ 0.02  | 0.3657 $\pm$ 0.02   |
| 50°                   | 0.2687 $\pm$ 0.02  | 0.0454 $\pm$ 0.02  | 0.3217 $\pm$ 0.03   |
| 55°                   | 0.2182 $\pm$ 0.02  | -0.0115 $\pm$ 0.02 | 0.2221 $\pm$ 0.03   |
| 60°                   | 0.1432 $\pm$ 0.02  | -0.1003 $\pm$ 0.02 | 0.1312 $\pm$ 0.03   |
| 65°                   | -0.0443 $\pm$ 0.02 | -0.1811 $\pm$ 0.02 | 0.0856 $\pm$ 0.03   |
| 70°                   |                    | -0.1277 $\pm$ 0.02 | 0.0210 $\pm$ 0.05   |
| 75°                   | -0.0886 $\pm$ 0.05 | -0.1588 $\pm$ 0.02 | -0.0894 $\pm$ 0.05  |
| 105°                  | 0.0173 $\pm$ 0.05  | 0.0369 $\pm$ 0.02  | 0.0537 $\pm$ 0.05   |
| 110°                  | -0.1870 $\pm$ 0.05 | -0.1333 $\pm$ 0.02 | -0.0011 $\pm$ 0.05  |
| 115°                  | -0.0614 $\pm$ 0.02 | -0.2391 $\pm$ 0.02 | 0.0581 $\pm$ 0.025  |
| 120°                  | -0.0679 $\pm$ 0.02 | -0.3069 $\pm$ 0.02 | 0.0045 $\pm$ 0.02   |
| 125°                  | -0.0780 $\pm$ 0.02 | -0.4172 $\pm$ 0.02 | 0.0033 $\pm$ 0.03   |
| 130°                  | -0.0444 $\pm$ 0.02 | -0.4297 $\pm$ 0.02 | -0.0559 $\pm$ 0.02  |
| 135°                  | -0.0143 $\pm$ 0.02 | -0.4494 $\pm$ 0.02 | -0.0752 $\pm$ 0.02  |
| 140°                  | 0.0057 $\pm$ 0.02  | -0.4799 $\pm$ 0.02 | -0.0855 $\pm$ 0.02  |
| 145°                  | 0.0238 $\pm$ 0.02  | -0.4734 $\pm$ 0.02 | -0.0880 $\pm$ 0.025 |
| 150°                  | 0.0953 $\pm$ 0.02  | -0.4127 $\pm$ 0.02 | -0.1204 $\pm$ 0.025 |
| 155°                  | 0.1255 $\pm$ 0.02  | -0.4160 $\pm$ 0.02 | -0.0945 $\pm$ 0.025 |
| 160°                  | 0.2267 $\pm$ 0.02  | -0.4429 $\pm$ 0.02 | -0.1019 $\pm$ 0.025 |
| 165°                  | 0.3354 $\pm$ 0.02  | -0.3032 $\pm$ 0.02 | -0.0605 $\pm$ 0.025 |

Ed = 10.1 MeV

| $\theta_{lab}$ | $T_{20}$       | $T_{21}$       | $T_{22}$       |
|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 15°            | -0.4765 ± 0.02 | -0.0578 ± 0.02 | 0.0563 ± 0.02  |
| 20°            | -0.3946 ± 0.02 | 0.0344 ± 0.02  | 0.0695 ± 0.02  |
| 25°            | -0.3789 ± 0.02 | 0.0763 ± 0.02  | 0.0708 ± 0.02  |
| 30°            | -0.3199 ± 0.02 | 0.1888 ± 0.02  | 0.1119 ± 0.02  |
| 35°            | -0.2457 ± 0.02 | 0.2626 ± 0.02  | 0.1824 ± 0.02  |
| 40°            | -0.0539 ± 0.02 | 0.2777 ± 0.02  | 0.3382 ± 0.025 |
| 45°            | 0.2431 ± 0.02  | 0.1467 ± 0.02  | 0.3753 ± 0.025 |
| 50°            | 0.3257 ± 0.02  | -0.0736 ± 0.02 | 0.3333 ± 0.025 |
| 55°            | 0.2608 ± 0.02  | -0.1936 ± 0.02 | 0.2490 ± 0.02  |
| 60°            | 0.1692 ± 0.02  | -0.2415 ± 0.02 | 0.1920 ± 0.02  |
| 65°            | 0.0764 ± 0.02  | -0.2138 ± 0.02 | 0.0984 ± 0.02  |
| 70°            | -0.1006 ± 0.05 | -0.1786 ± 0.02 | 0.0328 ± 0.04  |
| 75°            | -0.0764 ± 0.05 | -0.0839 ± 0.02 | 0.0319 ± 0.05  |
| 105°           | -0.1638 ± 0.05 | 0.0351 ± 0.02  | 0.0607 ± 0.05  |
| 110°           | -0.0458 ± 0.05 | -0.1999 ± 0.02 | 0.1949 ± 0.05  |
| 115°           | -0.1838 ± 0.02 | -0.4159 ± 0.02 | 0.0948 ± 0.02  |
| 120°           | -0.2189 ± 0.02 | -0.5488 ± 0.02 | 0.0629 ± 0.02  |
| 125°           | -0.1774 ± 0.02 | -0.6402 ± 0.02 | 0.0174 ± 0.02  |
| 130°           | -0.1770 ± 0.02 | -0.7022 ± 0.02 | -0.0242 ± 0.02 |
| 135°           | -0.1715 ± 0.02 | -0.7267 ± 0.02 | -0.0387 ± 0.02 |
| 140°           | -0.1123 ± 0.02 | -0.6686 ± 0.02 | -0.0602 ± 0.02 |
| 145°           | -0.0637 ± 0.02 | -0.6224 ± 0.02 | -0.0946 ± 0.02 |
| 150°           | 0.0020 ± 0.02  | -0.6072 ± 0.02 | -0.0999 ± 0.02 |
| 155°           | 0.0693 ± 0.02  | -0.4709 ± 0.02 | -0.0859 ± 0.02 |
| 160°           | 0.1454 ± 0.02  | -0.3101 ± 0.02 | -0.0721 ± 0.02 |
| 165°           | 0.1910 ± 0.02  | -0.3140 ± 0.02 | -0.0486 ± 0.02 |

$E_d = 10.5 \text{ MeV}$

| $\theta_{\text{lab}}$ | $T_{20}$           |
|-----------------------|--------------------|
| $15^\circ$            | $-0.5748 \pm 0.02$ |
| $20^\circ$            | $-0.4991 \pm 0.02$ |
| $25^\circ$            | $-0.4843 \pm 0.02$ |
| $30^\circ$            | $-0.4462 \pm 0.02$ |
| $35^\circ$            | $-0.2943 \pm 0.02$ |
| $40^\circ$            | $0.0667 \pm 0.02$  |
| $45^\circ$            | $0.2822 \pm 0.02$  |
| $50^\circ$            | $0.3649 \pm 0.02$  |
| $55^\circ$            | $0.3216 \pm 0.02$  |
| $60^\circ$            | $0.2230 \pm 0.02$  |
| $65^\circ$            | $0.1318 \pm 0.02$  |
| $70^\circ$            | $0.0297 \pm 0.04$  |
| $75^\circ$            | $-0.1132 \pm 0.04$ |

$E_d = 10.85 \text{ MeV}$

| $\theta_{\text{lab}}$ | $T_{20}$           |  | $T_{22}$           |
|-----------------------|--------------------|--|--------------------|
| $15^\circ$            | $-0.6181 \pm 0.02$ |  | $0.0611 \pm 0.02$  |
| $20^\circ$            | $-0.5504 \pm 0.02$ |  | $0.0736 \pm 0.02$  |
| $25^\circ$            | $-0.4590 \pm 0.02$ |  | $0.1330 \pm 0.02$  |
| $30^\circ$            | $-0.3475 \pm 0.02$ |  | $0.2283 \pm 0.02$  |
| $35^\circ$            | $-0.0105 \pm 0.02$ |  | $0.4025 \pm 0.02$  |
| $40^\circ$            | $0.2341 \pm 0.02$  |  | $0.4567 \pm 0.02$  |
| $45^\circ$            | $0.2615 \pm 0.02$  |  | $0.3207 \pm 0.02$  |
| $50^\circ$            | $0.2180 \pm 0.02$  |  | $0.2441 \pm 0.02$  |
| $55^\circ$            | $0.1162 \pm 0.02$  |  | $0.1749 \pm 0.02$  |
| $60^\circ$            | $-0.0462 \pm 0.02$ |  | $0.1149 \pm 0.02$  |
| $65^\circ$            | $-0.0740 \pm 0.02$ |  | $0.0364 \pm 0.02$  |
| $70^\circ$            | $-0.1934 \pm 0.05$ |  | $-0.0703 \pm 0.04$ |
| $75^\circ$            | $-0.3145 \pm 0.05$ |  | $-0.1233 \pm 0.05$ |
| $105^\circ$           | $-0.1106 \pm 0.04$ |  | $0.2425 \pm 0.05$  |
| $110^\circ$           | $-0.0774 \pm 0.04$ |  | $0.2966 \pm 0.04$  |
| $115^\circ$           | $-0.1552 \pm 0.02$ |  | $0.2613 \pm 0.025$ |
| $120^\circ$           | $-0.1551 \pm 0.02$ |  | $0.2673 \pm 0.02$  |
| $125^\circ$           | $-0.1768 \pm 0.02$ |  | $0.2412 \pm 0.02$  |
| $130^\circ$           | $-0.1662 \pm 0.02$ |  | $0.2267 \pm 0.02$  |
| $135^\circ$           | $-0.1132 \pm 0.02$ |  | $0.1897 \pm 0.02$  |
| $140^\circ$           | $0.0065 \pm 0.02$  |  | $0.1309 \pm 0.02$  |
| $145^\circ$           | $0.0755 \pm 0.02$  |  | $0.1000 \pm 0.02$  |
| $150^\circ$           | $0.0400 \pm 0.02$  |  | $0.0231 \pm 0.02$  |
| $155^\circ$           | $0.0538 \pm 0.02$  |  | $-0.0428 \pm 0.02$ |
| $160^\circ$           | $-0.0049 \pm 0.02$ |  | $-0.0019 \pm 0.02$ |
| $165^\circ$           | $-0.0888 \pm 0.02$ |  | $-0.0219 \pm 0.02$ |

Ed = 11.0 MeV

| $\theta_{\text{lab}}$ | $T_{20}$        | $T_{21}$        | $T_{22}$       |
|-----------------------|-----------------|-----------------|----------------|
| 15°                   | -0.5648 ± 0.02  | -0.1721 ± 0.02  | 0.0570 ± 0.02  |
| 20°                   | -0.5208 ± 0.02  | -0.0891 ± 0.02  | 0.1178 ± 0.02  |
| 25°                   | -0.4042 ± 0.02  | -0.1057 ± 0.02  | 0.1628 ± 0.02  |
| 30°                   | -0.2692 ± 0.02  | -0.0626 ± 0.02  | 0.2863 ± 0.02  |
| 35°                   | 0.0175 ± 0.02   | 0.0312 ± 0.02   | 0.3718 ± 0.02  |
| 40°                   | 0.2309 ± 0.02   | 0.0603 ± 0.02   | 0.3333 ± 0.025 |
| 45°                   | 0.2634 ± 0.02   | 0.0818 ± 0.02   | 0.1824 ± 0.025 |
| 50°                   | 0.1412 ± 0.02   | -0.0162 ± 0.02  | 0.1451 ± 0.025 |
| 55°                   | 0.0393 ± 0.02   | -0.0638 ± 0.02  | 0.0763 ± 0.02  |
| 60°                   | -0.0620 ± 0.02  | -0.0930 ± 0.02  | 0.0291 ± 0.02  |
| 65°                   | -0.1447 ± 0.02  | -0.1743 ± 0.03  | -0.0347 ± 0.02 |
| 70°                   | -0.3636 ± 0.04  | -0.1239 ± 0.02  | -0.1213 ± 0.05 |
| 75°                   | -0.3533 ± 0.05  | -0.1373 ± 0.025 |                |
| 105°                  | -0.2110 ± 0.05  | -0.0304 ± 0.02  | 0.0574 ± 0.05  |
| 110°                  | -0.1335 ± 0.04  | 0.0087 ± 0.02   | 0.2055 ± 0.04  |
| 115°                  | -0.2467 ± 0.02  | -0.0416 ± 0.02  | 0.2024 ± 0.025 |
| 120°                  | -0.2398 ± 0.02  | -0.0587 ± 0.02  | 0.2233 ± 0.02  |
| 125°                  | -0.2799 ± 0.02  | -0.1366 ± 0.025 | 0.1977 ± 0.02  |
| 130°                  | -0.2756 ± 0.02  | -0.1342 ± 0.02  | 0.1398 ± 0.02  |
| 135°                  | -0.2321 ± 0.02  | -0.1714 ± 0.025 | 0.1078 ± 0.02  |
| 140°                  | -0.1733 ± 0.025 | -0.0790 ± 0.025 | 0.0436 ± 0.02  |
| 145°                  | -0.1754 ± 0.02  | -0.0805 ± 0.03  | 0.0275 ± 0.02  |
| 150°                  | -0.1786 ± 0.025 | -0.0183 ± 0.02  | 0.0213 ± 0.02  |
| 155°                  | -0.1766 ± 0.02  | 0.0591 ± 0.02   | -0.0423 ± 0.02 |
| 160°                  | -0.2433 ± 0.02  | 0.0273 ± 0.02   | -0.0315 ± 0.02 |
| 165°                  | -0.2519 ± 0.02  | 0.0110 ± 0.02   | -0.0604 ± 0.02 |

### Literaturverzeichnis

- Austern N. (1963), in "Selected Topics in Nuclear Theory"  
edited by F. Janouch, I.A.E.A., Vienna, 1963
- Baldeweg F., Bredel V., Guratsch H., Klabes R., Kuhn B.  
und G. Stiller (1966), Nucl. Phys. 84, 305
- Barschall H.H. and Haeberli W. (1970), Proc. Int. Symp.  
Polarization Phenomena Nuclear Reactions  
3rd Madison 1970. Univ. of Wisconsin Press,  
Madison, Wisconsin
- Becchetti F.D. and Greenlees G.W. (1969), Phys. Rev. 182, 1190
- Bittner, G. (1974) Diplomarbeit, Erlangen
- Blatt J. and Weisskopf V.F. (1952), Theoretical Nuclear  
Physics S94ff., John Wiley, New York
- Buttle, P.J.A. and Goldfarb L.J.B. (1964), Proc. Phys. Soc. 83, 701
- Cords H., Din G.U. and Robson B.A. (1968) Nucl. Phys. A127, 95
- Cuno H.H., Clausnitzer G. und Fleischmann R. (1969)  
Nucl. Phys. A139, 657
- Darden S.E. (1967) Am.J. Phys. 35, 727
- Darden S.E. (1970) in "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions"  
edited by H.H. Barschall and W. Haeberli,  
Seite 39-56, The University of Wisconsin Press,  
Madison, Wisconsin
- Delic G. and Robson B.A. (1970) Nucl. Phys. A156, 97
- Evans J.E., Kuehner J.A. and Almquist E. (1963)  
Phys. Rev. 131, 1632

- Feist J.H., Granz B., Graw G., Löh H., Schultz H. und  
Treiber H. (1976) in "Proc. 4th Int. Symp.  
Polarization Phenomena in Nuclear Reactions"  
edited by W. Gruebler and V. König, Birkhäuser  
Verlag, Basel, 1976
- Fick D., Einführung in die Kernphysik mit polarisierten  
Teilchen, BI Hochschulsript 775/775a Mannheim 1971
- Goldfarb L.J.B. (1958) Nucl. Phys. A165, 505
- Guratsch H., Hofmann G., Müller H. und Stiller G. (1969)  
Nucl. Phys. 85, 273
- Haeberli W. (1974a) in "Nuclear Spectroscopy and Reactions,  
Part A, edited by J. Cerny, Seite 151-191,  
Academic Press, New York and London, 1974
- Harvey J.D. and Santos F.D. (1970), Internal Report,  
University of Surrey, Guildford, England
- Heil G. (1977) Dissertation, Erlangen
- Johnson R.C. and Santos F.D. (1971), Particle and Nuclei 2, 285
- Johnson R.C., Santos F.D., Brown R.C., Debenham A.A., Greenlees G.W.,  
Griffith J.A.R., Karban O., Kocher D.C. and  
Roman S. (1973) Nucl. Phys. A208, 221
- Karban O. (1976) Universität Birmingham, private Mitteilung
- Klier G. (1977) Dissertation, Erlangen
- Knutson L.D. and Haeberli W. (1975), Phys. Rev. Lett. 35, 558
- Kocher D.C. and Haeberli W. (1972), Nucl. Phys. A196, 225
- König V., Gruebler W., Schmelzbach P.A. and Marmier P. (1970)  
Nucl. Phys. A148, 380

- Lakin W., (1955) Phys. Rev. 98, 139
- Löh H. (1976) Diplomarbeit, Erlangen
- Lohr J.M. and Haeberli W. (1974) Nucl. Phys. A232, 381
- Meyer H.O. and Thomson J.A. (1973), Phys. Rev. C8, 1215
- Ohlsen G.G. and Shamu R.E. (1963) Nucl. Phys. 45, 523
- Rohrig N. and Haeberli W. (1973), Nucl. Phys. A206, 225
- Satchler G.R. (1966), Nucl. Phys. 85, 273
- Simonius M. (1974) in "Polarization Nuclear Physics"  
edited by D.Fick. Seite 38-87, Springer-Verlag,  
Berlin 1974
- Wilsch H. and Clausnitzer G. (1971), Nucl.Phys. A160, 609
- Yamaguchi Y. (1954), Phys.Rev. 95, 1628



### Lebenslauf

Wolfgang Drenckhahn

|                |                                                                                                                                                                                                                                  |
|----------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| geboren am:    | 25.3.1946 in Ansbach                                                                                                                                                                                                             |
| Eltern:        | Günther Drenckhahn, Städt. Angestellter<br>Ehefrau Marie, geb. Schmidt                                                                                                                                                           |
| Familienstand: | verheiratet seit 30.3.72 mit<br>Angelika Drenckhahn, geb. Rott                                                                                                                                                                   |
| Kinder:        | Kerstin Drenckhahn, geb. 20.10.76                                                                                                                                                                                                |
| Schulen:       | 1952-1956 Volksschule in Ansbach<br>1956-1965 Oberrealschule in Ansbach<br>20.7.1965 Abitur                                                                                                                                      |
| Wehrdienst:    | 1.10.1965 - 31.3. 1967<br>23.8.1968 - 16.10.1968                                                                                                                                                                                 |
| Studium:       | 1967 - 1973 Physikstudium an der<br>Universität Erlangen-Nürnberg                                                                                                                                                                |
| Prüfungen:     | 26.2.1970 Diplom-Vorprüfung<br>5.12.1973 Diplom-Hauptprüfung                                                                                                                                                                     |
| Stellungen:    | 1.1.1974 - 30.4.1976 wiss. Hilfskraft<br>1.5.1976 - 31.5.1976 wiss. Angestellter<br>seit 1.6.1976 Verwalter der Dienst-<br>geschäfte eines wiss. Assistenten am<br>Physikalischen Institut der Universität<br>Erlangen-Nürnberg. |

Erlangen, den 4. Dez. 1976



Mein Dank gilt:

Herrn Professor Dr. E. Finckh für die Anregung dieser Arbeit, sein reges Interesse an ihrem Fortgang und seiner ständigen Bereitschaft, alle anstehenden Fragen zu diskutieren.

Den Herren Dipl. Phys. A. Feigel, cand. phys. R. Kempf und cand. phys. K.H. Uebel, sowie allen anderen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe für die kameradschaftliche Mitarbeit bei der Durchführung der Experimente.

Herrn Prof. Dr. F.D. Santos (Universität Lissabon) für die Überlassung des Programmes DWCODE. Herrn Dipl. Phys. J. Stumm und den Mitarbeitern des Erlanger Rechenzentrums, insbesondere Herrn Dipl. Math. G. Büttner, für ihre großzügige Unterstützung bei der Inbetriebnahme dieses Programmes an der TR 440.

Herrn cand. phys. M. Winter für seine Hilfe bei den abschließenden DWBA-Rechnungen.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie für die Gewährung eines Stipendiums nach dem Graduiertenförderungsgesetz.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.





